

SÉRIE A n° 1645

N° D'ORDRE :

2511

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Alexandre S. SANIELEVICI

1^{re} THÈSE — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'EFFET THERMIQUE DU
RAYONNEMENT DES CORPS RADIOACTIFS.

2^e THÈSE — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **26 JUIL 1936** —
1936 devant la Commission d'examen

MM. J. PERRIN. *Président.*

A. DEBIERNE . . . }
F. JOLIOT. } *Examineurs.*

PARIS

LES PRESSES UNIVERSITAIRES DE FRANCE

49, Boulevard Saint-Michel, 49

SÉRIE A N° 1645

N° D'ORDRE :

2511

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Alexandre S. SANIELEVICI

1^{re} THÈSE — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'EFFET THERMIQUE DU
RAYONNEMENT DES CORPS RADIOACTIFS.

2^e THÈSE — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **6 JUIL 1936** devant la Commission d'examen

MM. J. PERRIN. *Président.*
A. DEBIERNE } *Examineurs.*
F. JOLIOT. }

PARIS

LES PRESSES UNIVERSITAIRES DE FRANCE

49, Boulevard Saint-Michel, 49

1936

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire M. MOLLIARD.
Doyen C. MAURAIN, *Professeur Physique du Globe.*

<i>Professeurs honoraires...</i>	H. LE CHATELIER.	LÉON BRILLOUIN.	AUGER.
	H. LEBESQUE.	GOURSAT.	BLAISE.
	A. FERNBACH.	WALLERANT.	DANGEARD.
	A. LEDUC.	GUILLET.	JANET.
	Émile PICARD.	PÉCHARD.	LESPIEAU.
	Rémy PERRIER.	FREUNDLER.	MARCHIS.
			VESSIOT.

PROFESSEURS

G. BERTRAND.....	T	Chimie biologique.	M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.
M. CAULLERY.....	T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	L. JOLEAUD.....	Paléontologie
G. URBAIN.....	T	Chimie générale.	ROBERT-LÉVY.....	Zoologie.
Émile BOREL.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	F. PICARD.....	Zoologie(Évolution des êtres organisés).
Jean PERRIN.....	T	Chimie physique.	Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.
H. ABRAHAM.....	T	Physique.	Ch. JACOB.....	T Géologie.
E. CARTAN.....	T	Géométrie supérieure.	P. PASCAL.....	T Chimie minérale.
M. MOLLIARD.....	T	Physiologie végétale.	M. FRÉCHET.....	T Calcul différentiel et calcul intégral.
L. LAPICQUE.....	T	Physiologie générale.	E. ESCLANGON.....	T Astronomie.
A. COTTON.....	T	Recherches physiques.	M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.
J. DRACH.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	H. BÉGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.
Charles FABRY.....	T	Enseignement de Physique.	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
Charles PÉREZ.....	T	Zoologie.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
Léon BERTRAND...	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
P. PORTIER.....	T	Physiologie comparée.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
E. RABAUD.....	T	Biologie expériment.	P. JOB.....	Chimie générale.
M. GUICHARD.....		Chimie minérale.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
Paul MONTEL.....	T	Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	PRENANT.....	Zoologie.
P. WINTREBERT...	T	Anatomie et histologie comparées.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
L. BLARINGHEM...	T	Botanique.	BOHN.....	Zoologie (P. C. B.).
O. DUBOSCQ.....	T	Biologie maritime.	COMBES.....	Botanique (P. C. B.).
G. JULIA.....	T	Mécanique analytique et mécan. céleste.	GARNIER.....	T Mathématiques générales.
C. MAUGUIN.....	T	Minéralogie.	PÉRÈS.....	Mécanique théorique des fluides.
A. MICHEL-LÉVY...	T	Pétrographie.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. B.).
H. BÉNARD.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.	LAUGIER.....	Physiologie générale.
A. DENJOY.....	T	Application de l'analyse à la géométrie.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronaut.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
Eugène BLOCH.....	T	Physique théorique et physique céleste.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
G. BRUHAT.....		Physique.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS.....		Physique.	GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DERIERNE.....	T	Physique générale et radioactivité.	CROZE.....	Recherches physiques
A. DUFOUR.....	T	Physique (P. C. B.).	DUPONT.....	T Théories chimiques.
L. DUNOYER.....		Optique appliquée.	LANQUINE.....	Géologie.
A. GUILLIERMOND..	T	Botanique.	VALIRON.....	Mathématiques génér.
			BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
			MILLOT.....	Zoologie (P. C. B.).
			F. PERRIN.....	Théories physiques.
			VAVON.....	Chimie organique.
			G. DARMOIS.....	Calcul des probabilités et Physique mathématique.

Secrétaire A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



A LA MÉMOIRE DE MON TRÈS REGRETTÉ MAITRE

MADAME PIERRE CURIE

Hommage de profonde reconnaissance.

A MES PARENTS, A MA FEMME

Témoignage d'affection.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'EFFET THERMIQUE DU RAYONNEMENT DES CORPS RADIOACTIFS

Dès la découverte, en 1903, par P. CURIE et A. LABORDE, de la propriété que possèdent les sels de radium de s'échauffer spontanément, de nombreuses recherches ont été instituées pour la mesure du débit de chaleur des corps radioactifs. L'effet thermique de leur rayonnement montre que des quantités considérables d'énergie sont mises en jeu au cours des transformations atomiques, et les mesures calorimétriques sont celles qui permettent d'évaluer cette énergie de la manière la plus directe. Des méthodes de plus en plus précises ont été élaborées dans ce but. Mais avant de les passer rapidement en revue, qu'il me soit permis d'adresser un hommage de gratitude respectueuse à la mémoire de M^{me} Pierre CURIE, qui m'a proposé le sujet de ce travail, effectué à l'Institut du Radium de Paris, et dont les encouragements m'ont été infiniment précieux. Je remercie vivement M. A. DEBIERNE pour sa bienveillance, et j'exprime à M^{me} et M. JOLIOT-CURIE ma reconnaissance profonde pour leur sympathie agissante à mon égard, ainsi que pour les conseils qu'ils ont bien voulu me donner au cours de mes recherches. Je tiens enfin à remercier mes camarades de laboratoire dont l'aide amicale m'a été si utile, en particulier celle de M^{lle} PEREY, qui a bien voulu faire pour moi de nombreuses manipulations de préparations actinifères.

J'ai bénéficié d'une bourse de la Fondation CARNEGIE-CURIE, à laquelle j'adresse mes plus vifs remerciements.

INTRODUCTION

Si on les considère du point de vue de la variation que subissent, au cours des expériences, les grandeurs T_c et T_a — température du calorimètre et température du milieu qui l'entoure — toutes les techniques calorimétriques peuvent être classées dans l'une des quatre catégories suivantes : Calorimétrie non isotherme-non adiabatique ; calorimétrie isotherme-non adiabatique ; calorimétrie isotherme-adiabatique ; calorimétrie non isotherme-adiabatique ⁽¹⁾. Nous pouvons notamment faire rentrer dans le cadre de cette classification les méthodes utilisées pour la mesure de l'effet thermique des rayonnements radioactifs.

A. Calorimétrie non isotherme-non adiabatique. — On mesure des variations de T_c assez rapides pour que l'on puisse admettre que T_a est demeuré constant au cours de l'expérience. Citons dans cette catégorie :

1. MÉTHODES DE SUBSTITUTION. — a) *Calorimètre de C. RUNGE et J. PRECHT* ⁽²⁾. — Le débit de chaleur du corps radioactif provoque une différence de température entre le massif métallique à l'intérieur duquel il est placé et un massif identique vide. Cette différence provoque la déviation du spot d'un galvanomètre intercalé dans le circuit d'un thermocouple dont les soudures prennent les températures des deux massifs. Lorsque la déviation est devenue constante (état de régime), on ramène le spot au zéro grâce au débit de chaleur réglable d'un effet JOULE. On *substitue* enfin au corps radioactif un effet JOULE dont on règle l'intensité de façon que le spot se maintienne au zéro. Le débit thermique de ce second effet JOULE est égal à celui du corps radioactif.

b) *Calorimètre de D. K. YOVANOVITCH* ⁽³⁾. — Il diffère du précédent par le fait que la température de référence est ici T_a , que l'on maintient constante, et par la réalisation pratique du principe.

2. MÉTHODES DE COMPENSATION. — a) *Calorimètre de K. ÅNGSTRÖM* ⁽⁴⁾. — Deux massifs métalliques contiennent l'un l'ampoule de sel radioactif, l'autre une spire de manganine de résistance connue, chauffée par effet JOULE. On règle celui-ci de manière à *compenser* la déviation du spot du galvanomètre intercalé dans le circuit thermoélectrique, dont les soudures prennent les températures des deux massifs, qui sont aussi identiques que possible. Cette déviation est produite par le débit de chaleur de l'ampoule. Le spot galvanométrique étant

maintenu au zéro, l'effet JOULE est égal au débit. On élimine l'erreur que peut introduire la non-identité absolue des massifs, en interchangeant l'ampoule et la spire.

b) *Calorimètre de E. v. SCHWEIDLER et V. F. HESS* ⁽⁵⁾. — C'est une modification perfectionnée de l'appareil précédent. L'état de régime (déviations maximum du spot après introduction de la source de chaleur, l'effet JOULE de compensation étant nul) était atteint en 400 min. à 1 pour mille près.

c) *Calorimètre de E. RUTHERFORD et H. ROBINSON* ⁽⁶⁾. — Dans cet appareil, les massifs métalliques sont remplacés par des bobines de fil de Pt à spires jointives. L'état de régime est atteint en quelques minutes, grâce à la faible capacité calorifique des récipients ainsi obtenus. Les mesures peuvent être effectuées par compensation, ou par substitution d'un effet JOULE au débit thermique radioactif examiné.

3. MÉTHODES DIFFÉRENTIELLES. — a) *Calorimètre de E. RUTHERFORD et H. T. BARNES* ⁽⁷⁾. — Deux ballons de verre sont reliés par un tube en U rempli partiellement de xylène, et fonctionnant comme manomètre différentiel. La dilatation de l'air du ballon où l'on a introduit la source de chaleur à mesurer produit dans le manomètre une dénivellation proportionnelle au débit thermique. L'appareil est étalonné à l'aide de débits connus.

b) *Calorimètre de W. DUANE* ⁽⁸⁾. — Modification du précédent, il utilise les variations rapides de la pression de vapeur d'un liquide très volatil, l'éther, pour de faibles variations de la température. Les deux ballons sont remplis à moitié d'éther, ainsi que le tube capillaire qui les relie, et dans lequel on a introduit une bulle d'air de longueur convenable. Les différences de température entre les ballons produisent des différences de pression, donc des déplacements de la bulle d'air. On peut observer ainsi, après étalonnage, des débits de l'ordre de $2 \cdot 10^{-1} \text{ cal. g. h}^{-1}$.

Ce dispositif peut encore être utilisé de la manière suivante : on maintient la bulle d'air sur la position zéro, en absorbant, à l'aide d'un effet PELTIER, la chaleur débitée par la source mesurée. On a que 1 amp. heure correspond à l'absorption de 8,2 cal. g., et que d'autre part, l'intensité du courant qui circule à travers une soudure Fe-Ni est proportionnelle à la vitesse d'absorption de la chaleur par la soudure, et cela jusqu'à 0,06 amp.

c) *Calorimètre de L. WERTENSTEIN* ⁽⁹⁾. — Un circuit thermoélectrique, branché aux bornes d'un galvanomètre sensible, permet de mesurer, par les déviations étalonnées du spot, la différence de température qui s'établit entre deux vases de DEWAR placés dans un bain à température constante et uniforme, lorsqu'on introduit dans l'un d'eux une source de chaleur. Les mesures peuvent être pratiquées, soit par la méthode de déviation maximum, soit par celle de vitesse de déviation.

B. Calorimétrie isotherme-non adiabatique. — On maintient T_c constant en absorbant à l'aide d'un effet PELTIER le débit thermique à mesurer. T_a ne doit pas nécessairement être égal à T_c , auquel cas nous aurions une méthode

isotherme-adiabatique. Le calorimètre de DUANE peut fonctionner, ainsi que nous l'avons vu ci-dessus, d'après le principe défini ici.

C. Calorimétrie isotherme-adiabatique. — On doit avoir, pendant toute la durée de l'expérience, $T_c = T_a = \text{constante}$. On peut citer comme rentrant dans cette catégorie :

a) le *Calorimètre à glace* de BUNSEN. T_a est ici égal à zéro, température que l'on maintient à l'aide d'un mélange de glace et d'eau. On utilise la chaleur de la source pour faire fondre de la glace, sans élévation de température. La construction et le fonctionnement de cet appareil sont connus ⁽¹⁰⁾. LINDNER ⁽¹¹⁾ en a donné une étude détaillée. Récemment, W. SWIETOSLAWSKI et ses collaborateurs en ont décrit un type nouveau, permettant de mesurer des effets thermiques de l'ordre de 1 cal. g. h^{-1} avec une précision de ± 3 à $\pm 10 \%$ ⁽¹²⁾.

b) le *Calorimètre à gaz liquéfié* de P. CURIE et J. DEWAR ⁽¹³⁾. On utilise le débit de chaleur du corps étudié pour faire bouillir un gaz liquéfié sous pression normale. On a : $T_a = T_c = \text{température d'ébullition du gaz utilisé}$. De la mesure du volume gazeux dégagé, ramené à 0° et à 760 mm.Hg , on déduit la quantité de chaleur dégagée. On utilise la relation : $Q = L.m$, où m est le volume, L la chaleur latente d'évaporation du gaz. C'est l'hydrogène liquide qui confère à la méthode sa plus grande sensibilité, qui est de l'ordre de $1 \cdot 10^{-3} \text{ cal. gr.}$ avec une erreur de l'ordre de 1% .

D. Calorimétrie non isotherme-adiabatique. — Cette technique est caractérisée par le fait que l'expérience est conduite de telle sorte que T_c suive les variations de T_a , les deux grandeurs demeurant égales à chaque instant.

Le principe en est dû à Th. W. RICHARDS ⁽¹⁴⁾ et a été utilisé par celui-ci, ainsi que par E. LANGE et ses collaborateurs ⁽¹⁵⁾, à de nombreuses recherches physico-chimiques. Cette méthode s'adapte en effet d'une façon remarquable aux problèmes de la Chimie-Physique, à ceux de la Radioactivité en particulier, ainsi que l'a montré W. SWIETOSLAWSKI ⁽¹⁶⁾. Elle rend possible l'accumulation sans pertes de quantités de chaleurs résultant de débits très faibles et de longue durée, de façon à pouvoir les mesurer néanmoins avec des erreurs relatives faibles. L'auteur cité ci-dessus a élaboré une méthode de microcalorimétrie adiabatique-non isotherme, caractérisée par les dimensions réduites du massif calorimétrique, par sa faible capacité calorifique, par les petites quantités de substances actives mises en œuvre, ce qui nécessite parfois des durées d'expérience considérables ⁽¹⁷⁾.

Nous nous sommes servis, pour nos recherches, d'un microcalorimètre construit dans les ateliers de l'Institut du Radium, et directement inspiré de celui de SWIETOSLAWSKI. Nous nous sommes efforcés d'en rendre aussi pratiques et simples que possible la réalisation et le maniement. Nous donnons ci-dessous l'étude détaillée de la méthode et du montage.

I. — LA CALORIMÉTRIE ADIABATIQUE NON ISOTHERME

§ 1. — Une enceinte A, placée dans une cuve B, remplie d'eau, contient le corps C, qui est le siège d'un phénomène thermique à mesurer.

Les soudures s_c de deux ou plusieurs thermocouples prennent la température T_c du corps C, tandis que les soudures s_a prennent celle de l'enceinte, T_a . Les couples sont branchés en parallèle aux bornes d'un galvanomètre (fig. 1).

Aussi longtemps que l'égalité $T_c - T_a = 0$ sera satisfaite, et à condition qu'il ne se produise aucune force électromotrice parasite dans le circuit thermoelectrique, la déviation δ du spot galvanométrique, par rapport au zéro expérimental, sera nulle. Le processus adiabatique est donc caractérisé par les relations : $\delta = 0$; $\Delta T_c = \Delta T_a$. L'accroissement de la température de l'enceinte est mesurable directement : elle est donnée par la variation de la température du bain calorimétrique. Soit ΔT cette variation ; soit K la capacité calorifique du corps C. La quantité de chaleur Δq correspondant à cette variation sera $\Delta q = K \cdot \Delta T$ cal. g.

Il est cependant impossible d'éviter, au cours des mesures de durée toujours assez longue, des déséquilibres momentanés des températures T_c et T_a , déséquilibres qui se traduisent par des déviations $\pm \delta$ du spot. Pour réduire au minimum les erreurs qu'entraînent ces écarts d'adiabaticité, il convient de s'arranger pour avoir des déviations importantes du spot pour de faibles valeurs de $|T_c - T_a|$. La valeur absolue $|\delta|$, de la déviation dépend : de la valeur absolue de la différence de température ; de la force électromotrice produite dans le circuit thermoelectrique par l'unité de différence de température ; par la « sensibilité au potentiel » du galvanomètre utilisé.

Pour un débit donné, Δq , $T_c - T_a$ sera d'autant plus grand que $\Delta T_c / \Delta q$ sera plus grand.

Supposons maintenant $\Delta q = 0$. Nous aurons $\Delta T_c = 0$; $T_c = \text{constant}$. Pour que δ soit nul, il faut que $T_a = T_c = \text{constante}$. Ainsi, pour qu'un essai de contrôle « à blanc » donne le résultat correct $\Delta q = 0$, il faut que la température du bain ne subisse pas de variations notables au cours de l'expérience.

De tout ce qui précède résultent les conditions générales de construction et de fonctionnement d'un calorimètre adiabatique non isotherme :

Pour que les grandeurs T_c et T_a soient définies sans ambiguïté, il faut que les surfaces en présence, du corps C et de l'enceinte, soient chacune à la même température en tous points. L'enceinte sera construite en métal de bonne conductibilité thermique, cuivre par exemple. Quant au corps C, le choix de la matière qui le constitue dépendra de l'ensemble des conditions posées par le problème étudié.

Pour que l'accroissement de la température du corps C par unité de débit thermique soit maximum, il faut donner à la capacité calorifique K la valeur minimum compatible avec les conditions de l'expérience. On a en effet :

$\Delta T_c / \Delta q = \Delta T_c / \Delta T_c \cdot K = 1/K$. Il faut en outre conférer au corps C une « inertie thermique » aussi grande que possible par rapport aux fluctuations de T_a . On obtient ce but par plusieurs moyens : suspension du corps, au centre de l'enceinte, à l'aide de fils de soie (réduction des échanges de chaleur par conduction) ; évacuation de l'air contenu dans l'enceinte (réduction des échanges par convection) ; forme sphérique et surface polie du corps (réduction des échanges par rayonnement).

Le circuit thermoélectrique devra posséder une force électromotrice spécifique élevée, et sera monté de façon à rendre impossible la production de différences de potentiel autres que celles dues aux différences de température entre les soudures.

Le galvanomètre devra posséder une grande sensibilité au potentiel et un zéro expérimental stable.

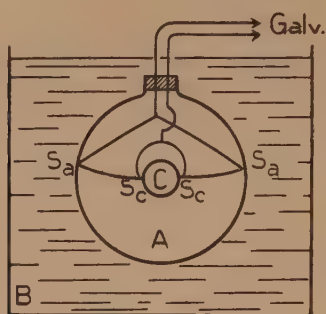


Fig. 1.

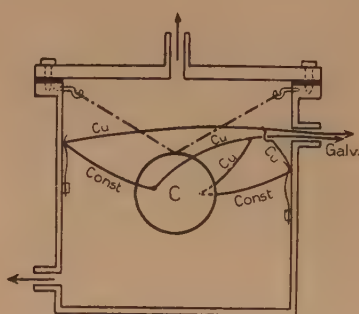


Fig. 2.

Pour que ΔT_a soit défini sans ambiguïté, il est nécessaire que la température du système (A, B) soit à chaque instant la même en tous ses points. Le bain sera pourvu d'un système d'agitation continue et efficace. On donnera aussi à l'enceinte A une masse et une surface extérieure importantes, afin qu'elle puisse jouer le rôle d'homogénéisateur complémentaire.

Pour que la température du système (A, B) ne varie pas avec la température ambiante, le système devra posséder une capacité calorifique assez importante et une bonne protection thermique.

Le système de chauffage du bain devra être maniable, souple et dénué d'inertie thermique. L'expérimentateur devra donc pouvoir le commander de sa table de travail, en même temps qu'il surveillera le spot. Les quantités de chaleur débitées dans l'unité de temps devront pouvoir varier de façon continue dans de larges limites, et sans « déphasage » par rapport aux variations du phénomène étudié.

§ 2. — Nous décrirons ici le montage utilisé par nous depuis deux ans, sans mentionner les modifications successives qui nous y ont amené à partir du modèle initial de SWIETOSLAWSKI. Pour celui-ci, et pour les transformations

que lui ont fait subir son auteur et ses collaborateurs, on se reportera aux publications citées en note ⁽¹⁸⁾.

a) L'enceinte A, fig. 2, est constituée par un cylindre de cuivre, de 195 mm. de haut, 182 mm. de diamètre, 3 mm. d'épaisseur de paroi, fermé par un couvercle vissé à l'aide de 6 vis sur un épaulement de 22 mm. de large et 10 mm. de haut. Un anneau de caoutchouc (15 mm. de large, 3 mm. d'épaisseur) assure l'étanchéité de la fermeture. Deux robinets d'évacuation (l'un sur le couvercle, l'autre sur la paroi du cylindre près du fond) permettent de faire le vide, ou de remplir l'enceinte d'un gaz donné.

A l'intérieur, 4 crochets pour la suspension du massif calorimétrique et 4 ressorts d'acier destinés à maintenir les soudures des thermocouples serrés contre la surface interne de l'enceinte, sont disposés, les premiers à la partie supérieure, les seconds à mi-hauteur du cylindre. Une courte tubulure, soudée

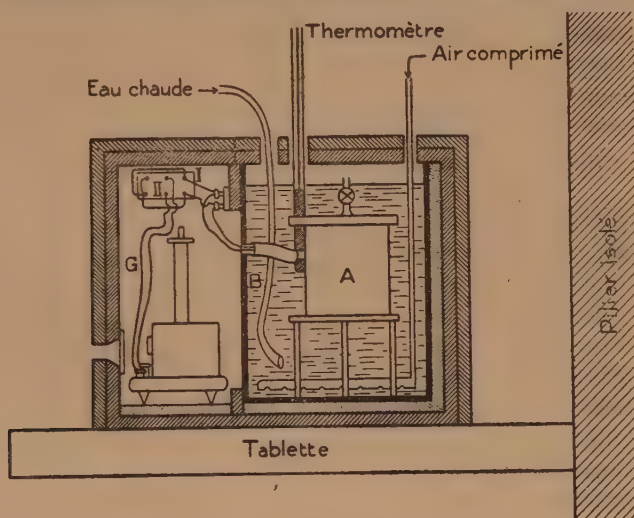


Fig. 3.

à mi-hauteur et qui sera coiffée d'un tube de caoutchouc, livre passage, vers les bornes du galvanomètre, aux fils de cuivre terminaux des couples thermo-électriques.

b) La cuve B (fig. 3), en cuivre rouge, est un parallélépipède de 32 cm. de côté sur 40 de hauteur. La face antérieure porte, à 7 cm. au dessous du bord supérieur, une tubulure pour le passage des fils des thermocouples dans la « chambre galvanométrique », ainsi que nous le verrons plus bas. La tubulure sera coiffée par l'extrémité libre du tube de caoutchouc venant de l'enceinte. La cuve reçoit 25 litres d'eau distillée. Cette quantité est suffisante pour que l'enceinte, placée dans le bain sur un socle de 6 cm. de hauteur, soit entourée d'une couche d'eau à peu près égale partout.

La cuve est placée dans le compartiment arrière d'une caisse en bois, dont les dimensions extérieures sont : 44 cm. de hauteur, 43 cm. de largeur, 59 cm.

de longueur. Le compartiment avant est destiné à abriter le galvanomètre et ses accessoires. La paroi antérieure de cette « chambre galvanométrique » est formée par un volet mobile qui porte, à la hauteur nécessaire, une fenêtre pour le passage du spot lumineux renvoyé par le miroir du galvanomètre. La fenêtre est garnie d'une plaque de verre à faces rigoureusement parallèles. La paroi postérieure de la chambre est constituée simplement par le côté de la cuve portant la tubulure. De la sorte, la température régnant dans la chambre galvanométrique est celle même du bain.

La caisse est tapissée intérieurement de feutre et de plaques de liège, qui la recouvrent également à l'intérieur.

c) *Les couples thermoélectriques* sont formés de fils de cuivre et de constantan, de 0,2 mm. de diamètre, isolés sous une couche de soie. Il n'est pas indispensable que les deux métaux soient soudés (à l'étain ; la soudure autogène réussit mal et les métaux sont oxydés) ; une épissure serrée suffit. Mais pour fixer le couple sur le corps C, le contact le plus intime étant nécessaire, on fera une soudure à l'étain chaque fois que cela sera possible.

La force électromotrice du couple Cu-Const. est égale à $41,0 \cdot 10^{-9}$ volts pour une différence de température entre les soudures de $1 \cdot 10^{-3}$ degrés centigrades. Elle est considérablement plus élevée que pour les autres couples usuels, sauf Fe-Const.

Il faut noter que si dans un circuit monométallique fermé on change en un point la structure interne du métal et si l'on modifie la température de ce point par rapport au reste du circuit, on obtient un courant thermo-électrique. On peut donc dire que dans un circuit métallique fermé, même s'il est formé par un seul métal, naîtront toujours des forces thermoélectriques, si le circuit n'est pas à la même température. C'est ce qui rend indispensable de placer l'ensemble du circuit thermoélectrique — couples, commutateur, galvanomètre — à la température T_a , de façon que seule la différence $T_c - T_a$ puisse donner naissance à des forces thermoélectriques.

Le commutateur 1 (fig. 3) permet d'inverser le branchement des thermocouples sur le galvanomètre, aux fins de contrôle.

d) *Le galvanomètre* utilisé par nous était un Zernike à cadre mobile, de la maison P. J. KIPP et fils, de Delft (Hollande). On règle le champ magnétique de façon que les oscillations du cadre soient apériodiques au régime critique. La résistance intérieure est de 20 ohms. Le galvanomètre est shunté par une résistance de 280 ohms ; la résistance du circuit extérieur est de 250 ohms. La sensibilité de l'appareil est caractérisée par une déviation de 1 mm. à la distance de 1 m. pour une différence de potentiel de $3,6 \cdot 10^{-8}$ volts aux bornes. Dans ces conditions, une différence de température entre les soudures d'un couple Cu-Const. égale à 0,002 degré centigrade produit une déviation de 1 mm. à 1 m.

e) *Le thermomètre*. — Pour les mesures de ΔT , on pourrait évidemment utiliser un thermomètre à gaz ou des couples thermoélectriques étalonnés. L'emploi de thermomètres à mercure est cependant toujours plus commode, et l'existence d'instruments comme les ultra-thermomètres BECKMANN ⁽¹⁹⁾ permet des

mesures d'une grande précision. Nous avons utilisé deux de ces thermomètres (de la Maison Dr. SIEBERT et KUHN, Kassel, Allemagne). Ils sont réglables pour des températures comprises entre a et $a + 1$ degré, depuis -10 jusqu'à $+120$ degrés. L'échelle thermométrique est graduée en millième de degré, et l'on peut lire à l'aide d'une loupe le dixième de division. Ils sont étalonnés par la P. T. R. de Berlin, ce qui permet d'apporter toutes les corrections nécessaires aux lectures de ΔT . La précision de ces lectures est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ degrés.

L'instrument plonge dans le bain sur une longueur de 20 cm. depuis son extrémité inférieure, et se trouve placé près de l'enceinte. Il est fixé sur une règle de métal qui sert en même temps de support à un vibreur électromagnétique dont le marteau vient frapper l'armature métallique supérieure du thermomètre. Il est nécessaire de faire fonctionner ce dispositif pendant 20 à 30 sec. avant chaque lecture, pour éviter que l'adhérence au capillaire ne maintienne le mercure dans une position de faux équilibre.

f) La marche adiabatique des expériences est assurée par un dispositif simple. Une bouilloire électrique, placée sur une tablette fixée au mur à 2 m. au-dessus de la table de travail, contient de l'eau portée presque à ébullition. Un tube de caoutchouc amène l'eau à un robinet placé sur cette table à portée de la main de l'opérateur. Un second tube conduit l'eau dans la cuve, où il débouche tout près du fond. On peut régler l'apport d'eau chaude de façon à assurer un échauffement régulier depuis zéro jusqu'à quelques degrés par heure. On maintient constant le niveau de l'eau dans la cuve à l'aide d'un trop-plein.

g) L'homogénéité de la température du bain est assurée par un système de barbotage d'air comprimé : un serpentín plat en plomb, perforé de trous latéraux, repose sur le fond de la cuve. Les bulles d'air montant vers la surface produisent un brassage continu d'une efficacité suffisante. Des expériences préliminaires nous ont montré qu'après introduction de 10 cm^3 d'eau à 90 degrés dans les 25 litres d'eau du bain, l'égalisation de la température se fait en moins de 10 sec.

La caisse calorifugée contenant l'ensemble des appareils repose sur une tablette fixée à une colonne mécaniquement isolée, afin d'éviter les trépidations à l'équipage mobile du galvanomètre. Le montage est installé dans un sous-sol, dont la température ne subit pas de variations brusques. Cela s'est montré suffisant pour assurer, avec la protection thermique décrite, la constance de T_a au cours de mesures de plusieurs heures.

§ 3. Sensibilité. Précision. Corrections. — On peut définir la sensibilité de notre dispositif de mesure par la déviation du spot que produit l'unité de différence de température. Nous avons vu (§ 1) que la sensibilité du calorimètre est proportionnelle à celle du galvanomètre, et inversement proportionnelle à la capacité calorifique du corps C.

La précision des mesures dépend de la somme des erreurs accidentelles commises dans la détermination de la capacité calorifique K du corps C, et de l'accroissement de température ΔT .

On a $K = p \cdot c$, où p est le poids en grammes du corps C, c est la chaleur spécifique de la matière qui constitue le corps.

Les erreurs sur p sont toujours négligeables ; pour des poids de l'ordre du gramme, l'approximation est en effet de l'ordre de 0,02 %. En employant, pour la confection du corps C, des métaux purs ou de composition connue, l'approximation sur c varie entre 0,2 et 0,5 %. On voit que l'approximation sur K est pratiquement celle sur c .

Voici quelques métaux utilisés par nous, avec les chaleurs spécifiques respectives :

Métal	Impuretés	Fabrication	chal. spécif. c cal.-gr.	Approx.
Aluminium	0,21% Fe, 0,10% Si	Tréf. du Havre	0,2080 à 18°	$\pm$ 0,2 %
Cuivre	0,13 % Fe	—	0,0914 »	0,3 %
Laiton (60 % Cu, 40 % Zn)		—	0,0930 »	0,3 %
Argent.....	$< 0,1 \text{‰}$ Pb	Marrest, Bonin & Co, Paris	0,0554 »	0,5 %
Nickel	—	—	0,1064 »	0,2 %
Plomb	$< 1 \text{‰}$ Ag	Merck	0,0308 »	0,3 %
Or	—	Caplan, Paris	0,0312 »	0,2 %

Les capacités calorifiques calculées à partir du poids et de la chaleur spécifique peuvent être contrôlées à l'aide d'un effet JOULE connu.

Il y a lieu de tenir compte, dans le calcul de la capacité calorifique du corps C, de certaines corrections additionnelles :

- capacité calorifique k_1 de la source de chaleur.
- capacité calorifique k_2 de l'air contenu dans le corps C.
- k_3 , correction relative à la chaleur perdue par le corps C pour chauffer l'air (ou le gaz) contenu dans l'enceinte à la température $T_a = T_a$.

Cette correction peut être calculée de la façon suivante ⁽²⁰⁾ :

Soit v , le volume, c_v la chaleur spécifique à volume constant, d la densité de l'air contenu dans l'enceinte. Sa température s'élève avec la même vitesse que pour le système (A, C). La chaleur absorbée sera donc : $\Delta q = v \cdot c_v \cdot d \cdot \Delta T$, et cette quantité est fournie par le corps C et par l'enceinte A dans le rapport des surfaces respectives. La fraction fournie par le corps sera : $f = \Delta q \cdot \frac{s}{s + S}$, où s et S sont les surfaces en présence de C et de l'enceinte. On posera donc :

$$k_3 = \frac{v \cdot c_v \cdot d \cdot s}{s + S}.$$

d) capacité calorifique k_4 relative aux couples thermoélectriques. On peut admettre que la moitié de la chaleur absorbée par les couples est fournie par le corps C ; compte tenu de la nature des couples et de leurs dimensions, la valeur de k_4 est 0,004 cal.-gr., pour deux couples.

On aura en définitive :

$$K_{\text{corrigé}} = K + \Sigma k, \quad \text{où} \quad \Sigma k = k_1 + k_2 + k_3 + k_4.$$

Il n'y a évidemment lieu de tenir compte de ces corrections que si Σk est supérieur à l'erreur sur K .

Un nombre quelconque de mesures *rigoureusement* adiabatiques d'un même effet thermique fournirait pour ΔT des valeurs concordantes à l'erreur de lecture près. Dans la pratique, on observe des écarts beaucoup plus grands que $2 \cdot 10^{-4}$ degré ; ces écarts sont dus au fait qu'il est impossible d'éviter, au cours d'une expérience de longue durée, des déviations accidentelles du spot galvanométrique. Pour qu'une mesure puisse être considérée comme correcte au point de vue de l'adiabacité, l'expérience montre qu'elle devra satisfaire à deux conditions : 1° que les déviations du spot ne dépassent pas, dans un sens ou dans l'autre, 1 mm. de l'échelle placée à 1 m. du galvanomètre ; 2° que la durée des déviations dans un sens soit sensiblement égale à celle dans l'autre sens et que la durée totale pendant laquelle le spot se trouvait dévié ne dépasse pas un dixième du temps de l'expérience.

§ 4. **Marche d'une expérience.** — *a)* Essai préliminaire. On s'assure que, pour le corps C et pour les couples utilisés, la condition $\Delta q = 0$, $\Delta T = 0$ est satisfaite. Cet essai correspond en quelque sorte à la mesure du mouvement propre d'une chambre d'ionisation. *b)* Essai principal. On introduit la source de chaleur dans le corps C et l'on établit l'équilibre des températures T_a et T_c . Cette mise en équilibre thermique se fait en chauffant ou refroidissant le bain jusqu'à ce que le spot revienne et demeure au zéro ; elle peut être réalisée très rapidement (5 à 10 min.), de sorte qu'il est possible de commencer les mesures moins d'une demi-heure après l'introduction de la source dans le corps C. C'est là un avantage précieux lorsqu'il s'agit de substances radioactives à décroissance rapide.

A partir du moment où le spot se trouve en équilibre sur sa position zéro, on pratique les lectures de température, à intervalles de temps dont la grandeur dépendra de l'intensité du débit thermique. Les accroissements de température devront être proportionnels aux temps. En renversant le sens de branchement des couples aux bornes du galvanomètre on devra trouver des accroissements égaux pour des intervalles de temps égaux.

Pour fixer les idées, nous allons donner deux exemples de mesures calorimétriques adiabatiques, l'une concernant un effet thermique constant (débit de chaleur d'un sel de radium), l'autre concernant un effet thermique variable avec le temps (débit de chaleur d'une ampoule de radon).

§ 5. **Exemples de mesures au microcalorimètre adiabatique.** — *a)* Effet thermique du rayonnement du radium en équilibre radioactif avec ses dérivés.

Source : ampoule de verre contenant 2,17 mgr. Ra élément, dans 31,0 mgr. chlorure de baryum radifère. Le Ra est en équilibre radioactif avec ses produits de désintégration jusqu'à RaC, C'. Il contient en outre du Po (RaF) accumulé par l'intermédiaire de RaD-RaE depuis fin novembre 1929, date de la dernière purification du sel.

Corps C : petit cylindre creux en Ag pur, fermé aux deux extrémités.

Dimensions : hauteur : 26 mm. ; diamètre ext. : 20 mm. ; épaisseur de la paroi : 2 mm. Poids : $p = 30,991_5$ gr. Capacité calorifique $K = 2,2$ cal.-gr. ($\pm 0,5$ %). Les calculs donnent $\Sigma k = 0,010$ cal.-g. = $0,45$ % K , donc négligeable.

Mesures de ΔT . — Le tableau I donne les résultats des mesures de ΔT .

TABLEAU I

N°	Temp. initiale	Temp. finale	Correct. calibre (*)	Correct. (**) dilat. verre	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	Durée	$\Delta T^{\circ} \cdot h^{-1}$
1.....	0,264 ₀	0,526 ₀	— 0,001	1,015	0,264 ₀	120 m.	0,132 ₁
2.....	0,645 ₀	0,990 ₅	0,001	»	0,351 ₇	160	0,131 ₀
3.....	0,230 ₀	0,887 ₀	0,000	»	0,666 ₃	300	0,133 ₃
4.....	0,130 ₀	0,782 ₅	— 0,001	»	0,662 ₃	300	0,132 ₅
5.....	0,115 ₀	1,016 ₀	0,000	»	0,914 ₅	420	0,130 ₆

(*) Cette correction est relative aux inégalités de diamètre le long de la colonne capillaire du thermomètre.

(**) Correction relative à la dilatation du verre à la température extérieure, différente de celle du bain. Les corrections sont faites d'après la feuille d'étalonnage livrée avec chaque instrument.

Nous posons :

$$\Delta T = 0,131_9 (\pm 1,1 \%) \cdot h^{-1}.$$

Calcul du débit de chaleur : On a

$$\Delta q \cdot h^{-1} = K \cdot \Delta T = 2,2 \times 0,131_9 = 0,29 \text{ cal.-g. } (\pm 1,6 \%).$$

Discussion. Si l'on rapporte le résultat ci-dessus à 1 gr. Radium en équilibre, contenant en plus le Po accumulé en 3,5 ans (novembre 1929-mai 1933), on trouve un débit thermique : $\Delta Q \cdot h^{-1} = 133,6$ cal.-gr. ($\pm 1,6$ %).

D'après les données les plus récentes ⁽²¹⁾, l'effet thermique du rayonnement de 1 gr. (Ra $\rightarrow$ RaC, C'), totalement absorbé, est égal à 139,6 cal.-gr. par heure. Si l'on tient compte de l'énergie émise par le Po accumulé en 3,5 ans, énergie qui représente 2,5 cal.-gr. h^{-1} (*), le débit de chaleur du rayonnement totalement absorbé de 1 gr. Ra se trouvant dans les conditions définies, est égal à 142,1 cal.-gr.- h^{-1} . La comparaison de ce débit « théorique » et du nombre expérimental ci-dessus, montre que 2 mm. Ag absorbent, outre l'énergie des rayons α , de recul radioactif et β , environ 6 % de l'énergie du rayonnement γ du Ra en équilibre radioactif. ZŁOROWSKI a trouvé (*loc. cit.*) que 2 mm. Pb absorbent 11 % environ de cette énergie γ .

b) Effet thermique de 1 curie Radon en équilibre avec ses dérivés.

Source : ampoule de verre contenant 71,7 millicuries d'émanation de Ra, le 12-X-1934, à 16 heures (mesure du rayonnement γ de l'ampoule).

Corps C : cylindre de cuivre rouge, fermé aux deux extrémités. Dimensions : hauteur : 32 mm. ; diam. ext. : 24 mm. ; épaisseur de la paroi : 6 mm. Poids : $p = 108,105$ gr. Capacité calorifique : $K = 9,9$ cal.-gr. ($\pm 0,3$ %). Le calcul donne $\Sigma k = 0,13$ cal.-gr. = $1,3$ % K . On posera par conséquent :

$$K_{\text{corrigé}} = 10,03 \text{ cal.-g.}$$

(*) Pour le calcul de ce nombre, voir la formule (1'), II, § 6.

Mesures de ΔT . Le tableau II donne le résultat des mesures. H_0 et H_f représentent les heures initiale et finale de chaque mesure ;

TABLEAU II

Mesure n°	Date	H_0 h. min.	H_f h. min.	H_m h. min.	$\Delta T \cdot h^{-1}$	$\Delta q \cdot h^{-1}$	Quantité Rn non détruite à H_m	$\Delta Q \cdot h^{-1}$ cal.-gr. pour 1 curie (Rn $\rightarrow$ RaC, C')
							m. curies	
1	16-X-34	10 10	12 00	11 05	0,382 ₈	3,8 ₁	36,05	106,5
2	"	14 35	16 50	15 42	0,370 ₃	3,7 ₁	34,85	106,4
3	17	9 38	11 53	10 45	0,320 ₅	3,2 ₁	30,19	106,3
3	"	15 20	16 50	16 05	0,305 ₉	3,0 ₇	28,96	105,9
5	19	9 59	11 14	10 36	0,228 ₀	2,2 ₈	21,00	108,9
6	20	9 58	11 58	10 58	0,187 ₆	1,8 ₈	17,46	107,7
7	"	12 35	14 35	13 35	0,182 ₁	1,8 ₂	17,13	106,6

$H_m = (H_f - H_0)/2$, est l'heure moyenne à laquelle se rapporte la quantité de Rn encore présente au cours de la mesure respective ; pour le calcul de cette quantité, on prend $T_{Rn} = 3,823$ jours ⁽²²⁾.

Les valeurs successives de $\Delta T \cdot h^{-1}$ permettent de contrôler si la décroissance de l'activité thermique de l'ampoule suit la loi de décroissance du radon. On se sert pour cela des équations :

$$\text{Log}_{10} \Delta T_1 - \text{Log}_{10} \Delta T_2 = 0,4343 \cdot \lambda \cdot t; \quad T = 0,6932/\lambda.$$

t est le temps, exprimé en jours, qui sépare les mesures ΔT_1 et ΔT_2 ($\Delta T_1 > \Delta T_2$). Le tableau III donne les résultats des calculs :

TABLEAU III

ΔT_1	ΔT_2	t jours	Différence des Log.	λ jours ⁻¹	T jours
0,382 ₈	0,370 ₀	0,18	0,01477	0,1889	3,67
"	0,320 ₅	0,99	0,07714	0,1794	3,86
"	0,305 ₉	1,21	0,09739	0,1855	3,73
"	0,228 ₀	2,99	0,22504	0,1732	4,00
"	0,187 ₆	3,99	0,30974	0,1787	3,88
"	0,182 ₁	4,10	0,32266	0,1811	3,83

On obtient en moyenne : $\lambda = 0,184_6$ jours⁻¹ ; $T_{Rn} = 3,82_8$ jours, valeurs en concordance avec celles admises ⁽²³⁾.

D'autre part, pour le débit thermique de 1 curie (Rn $\rightarrow$ RaC, C'), les 7 valeurs portées dans la dernière colonne du tableau II donnent une moyenne :

$$\Delta Q \cdot h^{-1} = 106,9 \text{ cal.-g. } (\pm 1,8 \%).$$

Discussion. D'après les plus récentes mesures de la vitesse des rayons α ⁽²⁴⁾, l'énergie des rayons α et de recul émis par 1 curie Rn en équilibre est égale à 98,9 cal.-g. h.⁻¹. L'énergie des rayons β et γ , totalement absorbés, du (RaB + RaC, C') en équilibre avec 1 curie Rn est égale à 15,4 cal.-g. h.⁻¹ ⁽²¹⁾. On a donc au total : 114,3 cal.-g. h.⁻¹. Le débit expérimental $\Delta Q \cdot h^{-1} = 106,9$ cal.-g. correspondrait à l'absorption dans 6 mm. de cuivre, en plus de l'énergie des rayons α , de recul et β , de 20 % environ de l'énergie γ . D'après ZLOTOWSKI (*loc. cit.*), 6 mm. Pb absorbent environ 30 % de l'énergie γ .

II. — EFFET THERMIQUE DU RAYONNEMENT DU POLONIUM

§ 6. — Mme P. CURIE et D. K. YOVANOVITCH ⁽²⁵⁾ ont constaté que pour deux sels de radium d'égales teneurs en élément radioactif (la comparaison étant faite par la mesure du rayonnement γ), mais d'âges différents, le débit thermique du sel plus anciennement préparé était supérieur à celui du sel de préparation récente. Ainsi l'accroissement de l'effet thermique d'un sel âgé de 16,75 ans représentait 11 % du débit de chaleur du même sel, fraîchement précipité.

Th. KAUTZ a trouvé, de son côté, pour un sel de Ra âgé de 13,92 ans, un effet thermique de 9,5 % supérieur à celui correspondant à sa teneur en (Ra $\rightarrow$ RaC, C') ⁽²⁶⁾.

L'augmentation progressive du débit de chaleur des sels de Ra est due à l'accumulation du polonium, par l'intermédiaire de RaD-RaE. Mme P. CURIE et D. K. YOVANOVITCH ont proposé (*loc. cit.*) pour le calcul du débit thermique du Po accumulé en t ans dans 1 gramme de Ra, l'équation suivante :

$$(1) \quad q = Q_{(\alpha+r)Po} \left(1 - \frac{\lambda_{Po}}{\lambda_{Po} - \lambda_{RaD}} e^{-\lambda_{RaD} t} \right)$$

$Q_{(\alpha+r)}$ représente ici le débit thermique de 1 Curie Polonium.

$Z = 3,7 \cdot 10^{10}$ étant le nombre de désintégrations par seconde dans 1 Curie de Po et $W = 5403,3 \cdot 10^3$ eV, l'énergie d'une désintégration de cet élément (compté tenu de l'énergie du rayon de recul radioactif), on calcule le débit thermique horaire :

$$Q_{(\alpha+r)} = 27,4 \text{ cal.-g. h}^{-1}.$$

En posant $\lambda_{Po} = 1,807 a^{-1}$ et $\lambda_{RaD} = 0,0315 a^{-1}$, l'équation devient :

$$(1') \quad q = 27,4 \left(1 - \frac{1,807}{1,807 - 0,0315} e^{-0,0315 t} \right) \text{ cal.-g. h}^{-1}.$$

Mlle A. DORABIALSKA ⁽¹¹⁾ a mesuré, à l'aide du microcalorimètre adiabatique de SWIETOSLAWSKI, le débit thermique du Po pur extrait d'un vieux sel de Ra. Elle trouve, pour 1 Curie Po, un débit thermique expérimental : $Q_{Po} = 24,2 \text{ cal.-g. h}^{-1}$, notablement inférieur à celui calculé ci-dessus. Il était

donc nécessaire de reprendre l'étude expérimentale de l'effet calorifique du rayonnement du Polonium.

Notre travail a porté sur des préparations de Po pur. Cet élément était déposé par des procédés variés à la surface de supports métalliques divers. La quantité de Po présente dans une préparation est définie par l'intensité I U. E. S du courant de saturation entretenu dans l'angle solide 2π par les rayons α totalement utilisés. La mesure de ce courant était effectuée, aussitôt la préparation terminée, à l'aide de deux appareils « absolus », du modèle décrit par Mme P. CURIE ⁽²⁸⁾. On obtenait ainsi une valeur de I déterminée à la précision de 0,5 %.

§ 7. — a) *Sources nos I et II.* — Une solution faiblement acétique de Po pur est concentrée jusqu'à quelques gouttes et déposée ensuite au centre d'un disque d'argent de 10 mm. de diamètre et 0,2 mm. d'épaisseur. On laisse le Po se déposer pendant une heure environ, on soutire le liquide, on lave plusieurs fois avec quelques gouttes d'eau bi-distillée et on chauffe très doucement le support afin de chasser l'humidité. Après la mesure d'ionisation, la source est enfermée

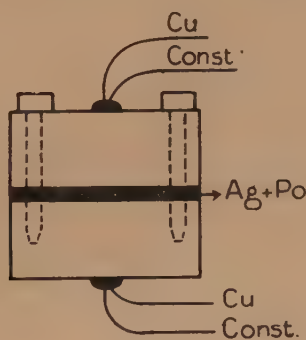


Fig. 4.

dans un dessiccateur à vide, garni de P_2O_5 . On l'y maintient pendant plusieurs jours avant de l'introduire dans le récipient calorimétrique.

Celui-ci est constitué par deux cylindres de cuivre électrolytique, mesurant chacun 7 mm. de hauteur et 14 mm. de diamètre. Le disque porte-source est intercalé entre les cylindres, que deux vis de cuivre serrent l'un sur l'autre. Les couples thermoélectriques sont soudés sur les bases du bloc ainsi formé (fig. 4).

L'enceinte calorimétrique est partiellement évacuée : pression résiduelle de l'air : 30 mm.Hg environ.

Voici les résultats concernant la source II. (Les résultats fournis par la source I ont été analogues.)

Préparation de la source : le 17-XI-1934.

Intensité initiale (le 17 à 12 heures) : $I_0 = 3319$ U. E. S. ($\pm 0,5$ %) (moyenne de 2 mesures absolues).

La source est conservée dans le dessiccateur jusqu'au 1.III-34, à 11 heures.

Les mesures colorimétriques commencées le 1-III-34, de 15 à 18 heures, ont été poursuivies aux mêmes heures jusqu'au 29-IV-34.

Le poids du bloc de Cu étant $p = 19\text{ g. }047$, la capacité calorifique du système (compte tenu des corrections d'usage) était $K = 1,76\text{ cal.-g.}(\pm 0,3\text{ \%})$. Les mesures d'accroissement horaire de la température, $\Delta T.h^{-1}$, sont réunies dans la courbe I, fig. 5.

L'évolution de l'activité thermique de la préparation est anormale. Le débit de chaleur, au lieu de décroître selon la période du Po, augmente pendant quelque temps, passe par un maximum et diminue ensuite. La branche descen-

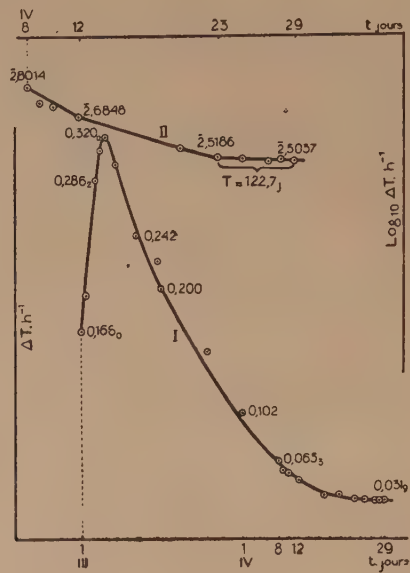


Fig. 5.

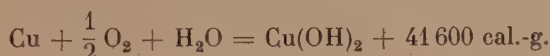
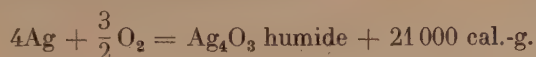
dante de la courbe peut être décomposée en exponentielles qui fournissent, pour le temps de réduction à moitié du débit, des valeurs croissantes qui paraissent tendre vers la période du Po, courbe II, fig. 5. Le débit, de son côté, semble tendre vers la valeur normale, ainsi que le montrent les nombres ci-dessous :

TABLEAU IV

Date	Po non-détruit U. E. S. (*)	$\Delta T.h^{-1}$	$\Delta q.h^{-1}$	Débit en cal.-gr. h ⁻¹ pour 1 U. E. S. Po
8-IV.....	2548,3	0,063 ₃	$11,1 \cdot 10^{-2}$	$44,0 \cdot 10^{-6}$
12.....	2497,1	0,048 ₄	8,5	34,2
23.....	2361,5	0,033 ₀	5,8	24,7
28.....	2290,4	0,032 ₁	5,6	24,5

(*) Pour le calcul des quantités de Po non détruites on pose $T_{Po} = 140$ jours.

Dans les conditions d'expérience données (Po déposé sur Ag ; préparation « ouverte », récipient non étanche exposé à l'action des agents physico-chimiques de l'air qui l'entoure) on doit attribuer l'effet thermique anormal à un ensemble de phénomènes secondaires dont la résultante est exothermique et variable. L'un de ces phénomènes est sans doute l'oxydation des métaux Ag et Cu, favorisée par le bombardement auquel ils se trouvent soumis, et qui d'autre part provoque la formation d'ozone. A la fin de l'expérience, nous avons constaté que le disque d'Ag et la surface de Cu en contact avec le Po étaient fortement oxydés. Supposons que le processus ait eu lieu conformément aux équations thermochimiques les plus exothermiques :



Une augmentation de poids du disque d'Ag, de l'ordre de 0,001 g., correspondrait à un dégagement de 0,5 cal.-g. Or, il n'a pas été possible en fait de mettre en évidence une augmentation de poids, à 0 g. 0002 près. Il y a par contre augmentation du poids du bloc de Cu (0,0019), mais elle ne correspond qu'à un dégagement de 2,45 cal.-g. Une intégration approximée de la courbe I, fig.5, permet d'évaluer à environ 440 cal.-g. la chaleur totale dégagée en 59 jours, tandis que l'énergie de désintégration du Po dans le même temps ne dépasse pas 80 cal.-g. Les réactions chimiques considérées expliquent moins de 1 % de l'excès de chaleur.

Il serait certainement intéressant de faire une étude complète des phénomènes physico-chimiques auxquels le Po donne lieu. Notre but étant cependant la mesure de l'effet thermique radioactif, nous nous sommes efforcé simplement d'éliminer ces phénomènes.

b) *Source III.* — Le dépôt de Po sur Ag est effectué comme pour les sources I et II. Aussitôt après la mesure d'ionisation, la feuille d'Ag est roulée et introduite dans une ampoule de verre, cylindrique, de 6 mm. de diamètre et 14 mm. de longueur, que nous scellons au chalumeau après y avoir fait le vide (pression de l'ordre de 0,01 mm. Hg).

Préparation de la source : le 28-IV-1934.

Intensité initiale (le 28, à 12 heures) : $I_0 = 3388 \text{ U. E. S}(\pm 0,3 \text{ } \%)$.

Le récipient calorimétrique est constitué par un cylindre de Ni pur, fermé aux deux extrémités, mesurant 17 mm. de longueur sur 8 de diamètre. L'épaisseur de la paroi est 1 mm. Le système cylindre-ampoule a une capacité calorifique $K = 0,625 \text{ calg.-g.}$

Les mesures calorimétriques, commencées le 30-IV-34, de 15 à 18 heures, ont été poursuivies aux mêmes heures pendant 55 jours.

La courbe I, figure 6, représente l'évolution de l'activité thermique de la source III.

Dans les conditions expérimentales données (Po déposé sur Ag, isolé en

système clos dans une atmosphère d'air raréfié), les phénomènes secondaires semblent avoir une résultante endothermique, qui augmente, passe par un maximum puis diminue rapidement. Cette résultante est déjà très faible le 11^e jour de l'expérience ; le 14-V, le débit par U.E.S.Po n'est plus que de 6 % inférieur à la valeur théorique et il continue à croître lentement. De son côté, le temps de réduction à moitié du débit thermique diminue et se rapproche de la période de Po (courbe II, fig. 6).

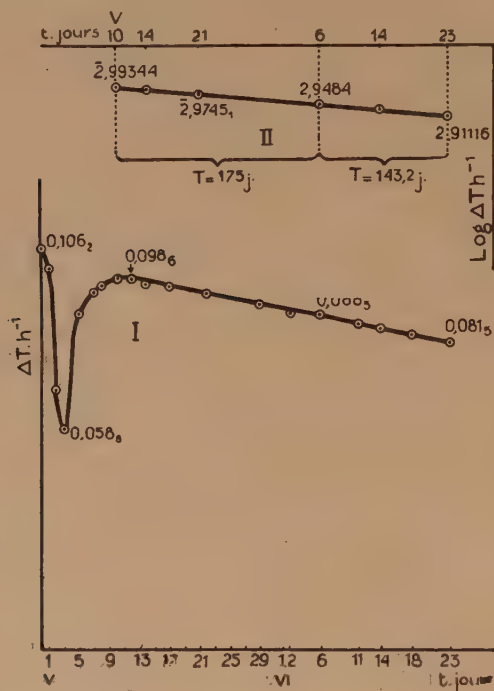


Fig. 6.

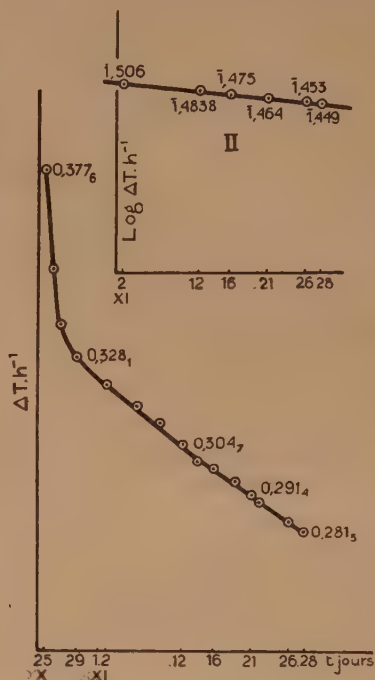


Fig. 7.

Une source IV, préparée et étudiée dans les mêmes conditions que ci-dessus, a fourni une courbe d'évolution thermique analogue.

Bien que l'établissement de l'équilibre physico-chimique se fasse dans ces conditions plus rapidement que pour une préparation « ouverte » nous avons cherché à améliorer ce résultat.

c) *Source V.* — Le Po a été déposé sur une lame de Ni tournant dans une solution faiblement azotique de polonium pur. Les dimensions de la lame de Ni étaient : 4 mm. de largeur, 20 mm. de longueur.

Préparation : le 21-X-34.

Intensité initiale (le 21, à 11 heures) : 18093 U. E. S ($\pm 0,6$ %).

Conservée pendant 3 jours dans le dessiccateur à P_2O_5 , la préparation est introduite (24-X) dans un tube de Pb, que l'on ferme hermétiquement après y avoir fait passer pendant 2 heures un courant d'azote pur sec. L'enceinte calo-

rimétrique est remplie du même gaz, maintenu sec par une quantité suffisante de pentoxyde de phosphore déposé dans une coupelle.

Le tube de plomb qui constitue ici le massif calorimétrique possède une capacité calorifique (avec les corrections): $K = 1,07 (\pm 0,3 \%)$ cal.-g.

Les mesures calorimétriques ont été poursuivies durant 35 jours conformément au tableau V.

TABLEAU V

Date	Mes. n°	Durée	$\Delta T \cdot h^{-1}$	$\Delta q \cdot h^{-1}$ cal.-gr.	Po non détruit		Observations
					U. E. S.	$\frac{\Delta Q \cdot h^{-1}}{U. E. S.}$	
25-X	1	3 heures	0,377 ₈	—	—	—	Les phénomènes secondaires exothermiques, peu intenses, s'annulent en huit jours.
26.....	2	»	0,351 ₀	—	—	—	
27.....	3	»	0,336 ₃	—	—	—	
29.....	4	»	0,328 ₁	—	—	—	
2-XI	5	»	0,320 ₈	$34,3 \cdot 10^{-3}$	16 938	$20,3 \cdot 10^{-6}$	
6.....	6	»	0,314 ₉	33,7	16 598	20,3	moyenne : $\Delta Q \cdot h^{-1} = 20,27 \cdot 10^{-6}$ cal.-g. ($\pm 0,5 \%$)
9.....	7	»	0,310 ₅	33,2	16 345	20,3	
12.....	8	»	0,304 ₇	32,6	16 099	20,2	
14.....	9	»	0,300 ₄	32,1	15 936	20,1	
16.....	10	»	0,298 ₈	32,0	15 777	20,3	
19.....	11	»	0,294 ₉	31,6	15 536	20,3	
21.....	12	»	0,291 ₄	31,2	15 381	20,3	
22.....	13	»	0,289 ₅	31,0	15 303	20,2	
26.....	14	»	0,284 ₁	30,4	14 995	20,3	
28.....	15	»	0,281 ₈	30,2	14 843	20,4	

Pour le calcul des quantités de Po non détruites, on prend $T_{P_0} = 140$ jours.

L'intensité initiale de la préparation comportant une approximation de $\pm 0,6 \%$, on trouve, pour le débit thermique de 1 UES Po :

$$\Delta Q \cdot h^{-1} = 20,3 \cdot 10^{-6} \text{ cal.-g. } (\pm 1,1 \%).$$

L'évolution de l'activité thermique est représentée par la courbe I, fig. 7.

Calculons, d'après cette courbe la période du Polonium. Nous utiliserons pour cela les équations :

$$\log_{10} \Delta T_1 - \log_{10} \Delta T_2 = 0,4343 \cdot \lambda \cdot t; \quad T = 0,6932/\lambda.$$

t est le temps, exprimé en jours, qui sépare les mesures ΔT_1 et ΔT_2 ($\Delta T_1 > \Delta T_2$) :

TABLEAU VI

ΔT_1	ΔT_2	t jours	Diff. des Log.	λ jours ⁻¹
0,3208	0,2815	26	0,05675	$5,02 \cdot 10^{-3}$
0,3047	»	16	0,03439	4,95
0,2988	»	12	0,02590	5,00
0,2914	»	7	0,01501	4,93

La moyenne est $\lambda = 4,98 \cdot 10^{-3}$ jours⁻¹, ce qui donne $T_{P_0} = 139,6 j. (\pm 1,0 \%)$.

d) *Source VI.* — Polonium déposé sur Au, par la méthode de volatilisation de RONA et SCHMIDT ⁽²⁹⁾. Le disque d'or qui sert de support est plané, poli, lavé à l'éther, à l'alcool et à l'eau bi-distillée, puis séché dans l'étuve à 110°C et enfin conservé pendant plusieurs jours dans le dessiccateur. La volatilisation du Po se fait dans un courant d'azote sec. Le dépôt a l'aspect d'une tache de 4 mm. de diamètre environ, faiblement colorée. Le disque a 14 mm. de diamètre, 0,2 mm. d'épaisseur.

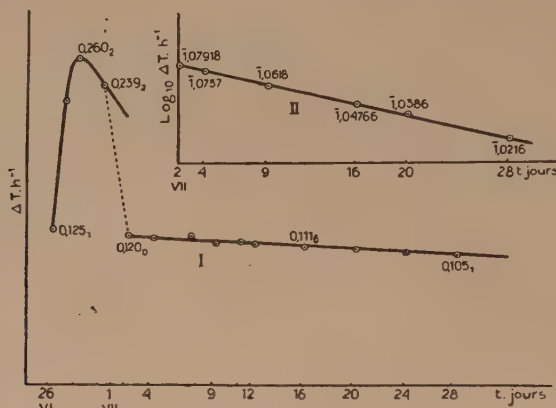


Fig. 8.

Préparation : le 24-VI-34.

Intensité initiale (le 25, à 13 heures) : $I_0 = 4419$ U. E. S ($\pm 0,4$ %).

La préparation est recouverte d'un second disque d'or et placée dans un petit boîtier d'argent pur. De cette façon, le Po n'entre pas en contact avec l'argent. La capacité calorifique du système ainsi constitué est $K = 0,67$ cal.-g.

La première mesure calorimétrique est effectuée le 26-VI-34 à partir de 10 heures ; l'expérience est poursuivie pendant 34 jours. Voici les résultats :

TABLEAU VII

Date	Mes. n°	Durée	$\Delta T \cdot h^{-1}$	$\Delta q \cdot h^{-1}$	Po non détruit, UES	$\Delta Q \cdot h^{-1}$ cal.-g. par UES Po
		h. m.				
26-VI.....	1	2 30	0,125 ₁	—	—	—
27.....	2	3 00	0,226 ₀	—	—	—
28.....	3	2 30	0,260 ₂	—	—	—
30.....	4	»	0,239 ₂	—	—	—
2 VII.....	5	3 00	0,120 ₁	$8,64 \cdot 10^{-2}$	3 981	$20,2 \cdot 10^{-6}$
4.....	6	»	0,118 ₅	7,94	3 935	20,2
9.....	7	»	0,115 ₃	7,73	3 836	20,1
11.....	8	2 30	0,114 ₈	7,71	3 798	20,3
12.....	9	»	0,113 ₅	7,60	3 778	20,1
16.....	10	3 00	0,111 ₆	7,48	3 702	20,2
20.....	11	»	0,109 ₃	7,32	8 623	20,2
24.....	12	»	0,107 ₀	7,17	3 555	20,2
28.....	13	»	0,105 ₁	7,04	3 484	20,2

L'activité thermique augmente et atteint en 48 heures le double de sa valeur initiale ; voir courbe 1, figure 8.

Elle passe par un maximum (28-VI), et amorce une évolution régressive. Le 30, nous remplaçons par de l'azote pur l'air à pression normale qui remplissait l'enceinte. La diminution de l'effet thermique s'accélère aussitôt et l'équilibre physico-chimique est établi dès le 2-VII. A partir de ce moment, en effet, la décroissance du débit de chaleur donne une valeur correcte pour la période du Po (courbe II, figure 8).

Compte tenu de l'approximation de 0,4 % sur l'intensité de la source, on trouve pour le débit thermique par U. E. S. Po le nombre :

$$\Delta Q \cdot h^{-1} = 20,2 \cdot 10^{-6} \text{ cal.-g. } (\pm 0,9 \%).$$

Pour la période T_{Po} nous calculons les valeurs suivantes :

TABLEAU VIII

ΔT_1	ΔT_2	t jours	Diff. des Leg.	λ jours ⁻¹	T jours
0,120 ₀	0,105 ₁	26	0,05758	5,09 · 10 ⁻³	139,5 (± 2,4 %)
0,118 ₅	»	24	0,05210	5,00	
0,115 ₃	»	19	0,04020	4,87	
0,111 ₆	»	12	0,02606	5,00	
0,103 ₃	»	8	0,01700	4,90	

§ 8. — Les causes d'erreurs dans les mesures de la période du Po par les méthodes basées sur le pouvoir ionisant du rayonnement sont assez nombreuses ; pour de fortes préparations, par exemple, la saturation insuffisante conduit à des valeurs trop grandes ; la diffusion dans le support, du Po métallique ou à l'état de combinaison, l'oxydation du métal-support ou du Po lui-même, peuvent inversement conduire à des valeurs de T trop faibles. C'est ce qui explique les limites assez larges entre lesquelles varient les nombres obtenus par les divers auteurs : de 134,5 jours ⁽³⁰⁾ à 148 jours ⁽³¹⁾. Cependant les déterminations les plus récentes sont groupées autour de 140 jours ⁽³²⁾ qui est la valeur admise aujourd'hui.

L'étude de la décroissance de l'effet thermique du rayonnement d'un corps radioactif constitue une autre méthode de détermination de ses constantes. Dans le cas du Po les causes d'erreurs qui peuvent influencer les mesures d'ionisation n'ont pas d'effet sur les mesures calorimétriques. En échange, les préparations de Po donnent lieu, ainsi que nous l'avons constaté, à des phénomènes secondaires dont le bilan énergétique peut être plusieurs fois plus grand que celui de la désintégration atomique, et dont l'évolution semble indépendante de la décroissance du Po. Néanmoins il est possible, en plaçant le radioélément dans une atmosphère de gaz inerte (N par ex.), d'obtenir rapidement un état d'équilibre physico-chimique où subsiste seul l'effet thermique radioactif.

Dans ces conditions (sources V et VI) nous obtenons, comme moyenne de 10 déterminations,

$$T_{Po} = 139,6 \text{ jours } (\pm 1 \%)$$

en bon accord avec la période 140 jours.

Nous trouvons pour le débit thermique de 1 U. E. S. Po la valeur moyenne

$$\Delta Q \cdot h^{-1} = 20,24 \cdot 10^{-6} \text{ cal.-g. } (\pm 0,8 \%)$$

Transformé en erg.-sec⁻¹ ce nombre devient

$$E_{(\alpha + r)} = 235,3 \cdot 10^{-3} \text{ erg.-sec.}^{-1}$$

Soit x le nombre de désintégrations par sec. dans 1 U. E. S. Po. On a :

$$x = E_{(\alpha + r)} / e_{(\alpha + r)}$$

où $e_{(\alpha + r)}$ représente l'énergie d'une désintégration α de Po. Mais cette énergie est $W = 5403,3 \cdot 10^3$ eV, et d'autre part $235,3 \cdot 10^{-3}$ erg. égale $147,8 \cdot 10^9$ eV. Donc $x = 27,3_s \cdot 10^3$. Le Po étant déposé à la surface d'un support, la moitié seulement de ces x désintégrations contribue à l'entretien du courant dans l'angle 2π . Le courant i produit par une désintégration sera par conséquent :

$$i = 2/x = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ UES.}$$

Mais i est égal d'autre part au nombre k de paires d'ions formés dans l'air par une particule α du Po, multiplié par la charge élémentaire $e = 4,770 \cdot 10^{-10}$ U. E. S. On aura donc :

$$i = k \cdot e = 7,3 \cdot 10^{-5}$$

$$k = \frac{7,3 \cdot 10^{-5}}{4,77 \cdot 10^{-10}} = 1,53 \cdot 10^5$$

Le nombre k permet de calculer le nombre Z de rayons α émis dans l'angle solide 4π par gramme de Ra et par seconde.

I. CURIE et F. JOLIOT (*C. R.*, 187 (1928) 43) ont établi que les rayons α de 1 millicurie RaC' produisent dans l'angle 2π un courant de saturation égal à 1944 U. E. S. En admettant que l'ionisation totale est proportionnelle à l'énergie cinétique des rayons α , et en prenant les valeurs : $1,597_2 \cdot 10^9$ cm. sec⁻¹ et $1,9220 \cdot 10^9$ cm. sec⁻¹ pour les vitesses des rayons α du Po et du RaC' (³⁷), on trouve, pour le rapport des ionisations α du Po et du RaC', le nombre 0,6897.

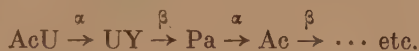
1 millicurie Po produira donc, par absorption complète dans l'air des rayons α émis dans l'angle 2π , un courant $I = 1944 \times 0,6897 = 1340,8$ U. E. S. Le nombre Z , défini ci-dessus, sera donné par :

$$Z = \frac{2 \times 1340,8 \times 10^3}{1,53 \cdot 10^5 \times 4,770 \cdot 10^{-10}} = 3,67 \cdot 10^{10}$$

Notons que R. GRÉGOIRE (*Thèse*, 1933) — par une méthode de dénombrement des rayons α par la mesure de la charge électrique qu'ils transportent — aboutit à la valeur $Z = 3,68 \cdot 10^{10}$.

III. — EFFET THERMIQUE DU RAYONNEMENT DE (Ac → AcC, C').

§ 9. — On considère actuellement que les éléments de la famille de l'actinium dérivent d'un isotope d'uranium, l'*actino-uranium* ou U_{III} (³³). La suite de désintégrations serait la suivante :

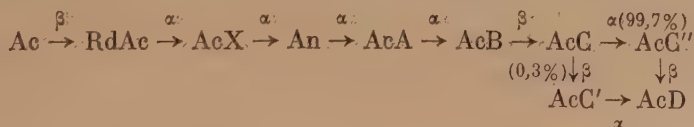


Si l'on suppose que le mélange d'isotopes U_I et U_{III} a été réalisé de façon uniforme dès l'origine de leur formation, la proportion U_{III}/U_I, bien que variable avec le temps par suite de l'inégalité des constantes radioactives des deux isotopes, aura une valeur déterminée à une époque donnée pour tous les minéraux d'uranium anciens inaltérés. On devra donc trouver un rapport constant entre les quantités de descendants quelconques de U_{III} et U_I, par ex. le protactinium et l'uranium lui-même. Ce rapport permettra de calculer le nombre d'atomes de U_{III} détruits pour 100 atomes d'U_I désintégrés dans le même temps. C'est ce que l'on appelle le « rapport de bifurcation » des deux séries : Ac et Ra. Les déterminations les plus récentes (³⁴) donnent pour ce rapport la valeur 4 pour 100.

Par analogie avec les éléments de la famille du Ra, nous conviendrons d'appeler « 1 curie » d'actinium, la quantité de cet élément pour laquelle le nombre d'atomes détruits par seconde est le même que pour 1 g. Ra, soit $Z = 3,7 \cdot 10^{10}$.

On ne dispose pas encore actuellement de sels d'Ac pur analogues aux sels de Ra, mais seulement de préparations actinifères, consistant principalement en oxydes de terres rares plus ou moins riches en Ac. Nous avons utilisé, pour les recherches dont il sera question ici, un oxyde de lanthane actinifère, très pur du point de vue radioactif : ce produit, dénommé produit n° 318, sert au Laboratoire Curie pour les activations en atmosphère d'actinon. Il a été préparé par M^{me} Pierre CURIE.

L'Ac en équilibre radioactif comprend la série d'éléments suivants :



Son rayonnement se décompose donc comme suit :

a) 5 groupes de rayons α (le rayonnement α de AcC' est négligeable par rapport au rayonnement α total).

b) Rayonnement β primaire (électrons de désintégration de AcB et AcC'') (le rayonnement β de Ac est négligeable, ainsi que celui de AcC).

c) Rayonnement γ et β secondaire (émis par RdAc, AcX, AcB, AcC').

Si l'on compare du point de vue de l'isotopie les deux séries : (Ra → RaC, C') et (Ac → AcC, C''), on constate que la seconde comporte, en plus des homologues du radium et de ses dérivés, ceux de Io et U_{II} (RdAc et Ac). La com-

paraison des bilans énergétiques de désintégration des deux familles devra tenir compte de ce fait.

§ 10. — Nous avons cherché, en premier lieu, à déterminer l'importance, par rapport à l'énergie du rayonnement $\alpha +$ recul, de l'énergie du rayonnement absorbable dans 1 mm. Al, de ($\text{Ac} \rightarrow \text{AcC}$, C''). L'épaisseur d'Al indiquée absorbe pratiquement tout le rayonnement β plus une petite fraction x de l'énergie du rayonnement γ . D'autre part, tandis que les rayons α et de recul sont complètement absorbés dans 40μ d'Al, cette épaisseur laisse passer sans absorption notable les rayons β et γ .

L'oxyde de La actinifère (produit 348) est calciné jusqu'à poids constant. Une certaine quantité en est prélevée et étalée sur une surface de 5 mm. de rayon, au centre d'un disque d'Al de 12 mm. de rayon et 40μ d'épaisseur. Le disque ayant été taré, une seconde pesée donne le poids exact de matière active. Celle-ci est fixée sur le disque-support à l'aide de quelques mg. de paraffine. Le disque est ensuite recouvert par une coquille hémisphérique d'Al de 11 mm. de rayon et 1 mm. de paroi. Le grand cercle de contact entre le disque et la coquille est scellé à la paraffine. On obtient ainsi un système fermé dans lequel le dégagement de l'actinon s'arrête rapidement, de façon que l'Ac peut se mettre en équilibre radioactif avec les dérivés à vie courte de An. D'autre part, le système exerce sur le rayonnement une absorption différentielle : dans l'angle 2π recouvert par l'hémisphère le rayonnement β émis dans cet angle ($1/2$ du rayonnement β total) est complètement absorbé ; de même est arrêtée une certaine fraction $x/2$ du rayonnement γ . Dans l'angle 2π opposé les rayons β et γ ne sont pratiquement pas absorbés. Par contre, les rayons α et de recul sont retenus dans l'angle 4π . L'échauffement du corps C ainsi constitué étant dû uniquement à l'énergie absorbée on peut écrire :

$$(2) \quad \Delta q_1 = E_{(\alpha + r)} + \frac{1}{2} E_\beta + \frac{x}{2} E_\gamma$$

Δq_1 étant le débit thermique observé, $E(\alpha + r)$ l'énergie des rayons α et de recul, E_β l'énergie des rayons β , E_γ l'énergie des rayons γ .

Dans une deuxième série d'expériences, on complète la sphère en recouvrant à l'aide d'une seconde coquille pareille à la première, l'angle 2π qui avait été laissé d'abord libre. Les fig. 9 a et 9 b représentent les 2 dispositifs :

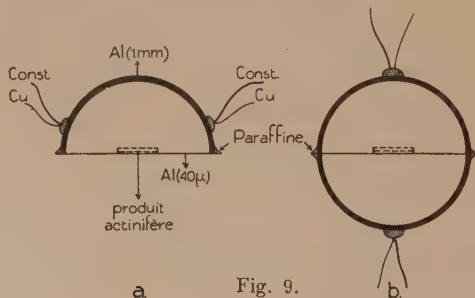


Fig. 9.

On voit immédiatement que pour l'écran sphérique l'effet thermique observé s'écrit :

$$(3) \quad \Delta q_2 = E_{(\alpha + r)} + E_\beta + xE_\gamma$$

En prenant comme inconnues $E(\alpha + r)$ et $(E_\beta + xE_\gamma)$, les équations (2) et (3) permettent d'exprimer, pour chaque source, la valeur de $(E_\beta + xE_\gamma)$ en % de $E(\alpha + r)$.

Nous avons appliqué la méthode ci-dessus à trois préparations, que nous appellerons sources A, B, C, et qui contenaient respectivement : 7,2 ; 13,6 et 20,7 milligrammes de produit 318.

Les résultats des mesures sont réunis dans le tableau IX :

TABLEAU IX

	Source A	Source B	Source C
Poids de produit 318	0,0072 g.	0,0136 g.	0,0207 g.
Capacité calorifique K_1 du corps héli-sphérique C_1	0,50 ₄ ($\pm 0,2$ %)	0,50 ₈ ($\pm 0,2$ %)	0,53 ₁ cal.-g. ($\pm 0,2$ %)
Élévation horaire de température ΔT_1 , pour le corps C_1	0,101 ₄ °c. ($\pm 0,5$ %)	0,198 ₄ ($\pm 0,6$ %)	0,284 ₈ ($\pm 0,6$ %)
Débit de chaleur Δq_1	5,4 ₁ · 10 ⁻² cal.-g. h. ⁻¹	9,9 ₈ · 10 ⁻²	15,1 ₃ · 10 ⁻²
Capacité calorifique du corps sphérique C_2	0,94 ₃ ($\pm 0,2$ %)	0,97 ₂ ($\pm 0,2$ %)	0,98 ₁ cal.-g. ($\pm 0,2$ %)
Élévation horaire de température ΔT_2 , pour le corps C_2	0,055 ₆ °c. ($\pm 0,4$ %)	0,104 ₇ ($\pm 0,5$ %)	0,155 ₇ ($\pm 0,6$ %)
Débit de chaleur Δq_2	5,2 ₂ · 10 ⁻² cal.-g. h. ⁻¹	10,1 ₈ · 10 ⁻²	15,4 ₁ · 10 ⁻²
$\Delta q_2 - \Delta q_1 = 1/2 E_\beta + x/2 E_\gamma$	0,1 ₁ · 10 ⁻² cal.-g. h. ⁻¹	0,2 ₀ · 10 ⁻²	0,2 ₇ · 10 ⁻²
$E(\alpha + r)$	5,0 ₃ · 10 ⁻² »	9,7 ₈ · 10 ⁻²	14,8 ₈ · 10 ⁻²
$E_\beta + xE_\gamma$	0,2 ₂ · 10 ⁻² »	0,4 ₁ · 10 ⁻²	0,5 ₄ · 10 ⁻²
$E_\beta + xE_\gamma = \% E(\alpha + r)$..	4,4	4,0	3,6

Les valeurs de ΔT portées dans ce tableau sont chacune la moyenne de 5 déterminations concordantes.

On trouve en définitive que l'énergie du rayonnement β , augmentée de l'énergie γ absorbée dans 1 mm. Al, représente en moyenne 4 % $E(\alpha + r)$. Si l'on rapporte $E(\alpha + r)$ et $(E_\beta + xE_\gamma)$ au poids de produit actif, on obtient les nombres suivants :

TABLEAU X

Source	Poids de produit 318 mg.	Effet thermique des		Energie par mg. de prod. 318		Total/mg.
		ray. $\alpha + r$	ray. $\beta + x\gamma$	$E(\alpha + r)$	$E_\beta + xE_\gamma$	
		cal.-g. h. ⁻¹		cal.-gr. h. ⁻¹		cal.-gr. h. ⁻¹
A	7,2	5,0 ₃ · 10 ⁻²	0,2 ₂ · 10 ⁻²	7,1 · 10 ⁻³	0,3 · 10 ⁻³	7,4 · 10 ⁻³
B	13,6	9,7 ₈	0,4 ₁	7,2	0,3	7,5
C	20,7	14,8 ₈	0,5 ₄	7,2	0,3	7,5
Moyennes				7,1 ₆ · 10 ⁻³	0,3 · 10 ⁻³	7,4 ₆ · 10 ⁻³

§ 11. — Une source de rayons α , de recul, β et γ est placée au centre d'une sphère de plomb creuse ⁽²¹⁾, de x mm. de paroi. Pour de très faibles valeurs de x , l'énergie des rayons α , de recul et β est déjà complètement absorbée et convertie en chaleur. Par contre, une fraction seulement, $x\text{E}\gamma$ de l'énergie du rayonnement γ est absorbée. Le débit thermique observé dans ces conditions s'écrit :

$$(4) \quad \Delta q_x = \text{E}_{(x+r)} + \text{E}\beta + x\text{E}\gamma.$$

Si l'on augmente progressivement la valeur de x , et si l'on porte en abscisse ces valeurs et en ordonnée les valeurs correspondantes de Δq_x , on obtient la courbe de variation de l'effet thermique de la source en fonction de l'absorption progressive du rayonnement γ .

Dans le cas du produit 318, les résultats du § 10 permettent de calculer, pour un poids donné, la valeur de $\text{E}_{(x+r)}$. Si l'on porte en ordonnées les différences $\Delta q_x - \text{E}_{(x+r)}$, la courbe obtenue représentera la variation de $\text{E}\beta + x\text{E}\gamma$. En extrapolant cette courbe pour $x = 0$, on trouvera une valeur de $\text{E}\beta$. En extrapolant dans le sens $x = \infty$, on trouvera une valeur limite supérieure de $\text{E}\gamma$, correspondant à l'absorption totale de ce rayonnement.

Nous avons appliqué cette méthode pour trois préparations, que nous appellerons sources D, E, F, contenant respectivement 0,072₁ ; 0,113₀ et 0,192₇ grammes de produit 318. Les écrans sphériques de Pb successivement utilisés mesuraient 2, 5, 8, 10, 20, 35 mm. de paroi. Chaque sphère était constituée de deux hémisphères accolés. La source D était préparée selon la méthode utilisée pour la confection des sources A, B, C. Les sources E et F étaient constituées par de petites ampoules de verre, scellées après introduction de la substance active.

Nous donnons dans le tableau XI l'ensemble des résultats obtenus.

TABLEAU XI

Source (poids de prod. 318)	Sphères de plomb		$\Delta T \cdot h^{-1} \text{ } ^\circ\text{C.}$	$\Delta q \cdot h^{-1}$ cal.-g. 10^{-1}	$\text{E}_{(x+r)} =$ $7,14 \cdot 10^{-2} p$ cal.-g. h^{-1} 10^{-1}	$\text{E}\beta + x\text{E}\gamma$ $= \Delta q -$ $\text{E}_{(x+r)}$ cal.-g. h^{-1} 10^{-1}	$\text{E}\beta + x\text{E}\gamma =$ $\% \text{E}_{(x+r)}$
D $p = 72,1 \text{ mg.}$	2	4,58	0,119 ₄ ($\pm 0,6 \%$)	5,4 ₇	5,16	0,3 ₁	6,0
	5	—	—	—	»	—	—
	8	8,81	0,063 ₈ ($\pm 0,5 \%$)	5,6 ₈	»	0,4 ₇	9,1
	10	9,57	0,058($\pm 0,4 \%$)	5,6 ₄	»	0,4 ₈	9,3
	20	—	—	—	»	—	—
	35	24,14	0,023 ₅ ($\pm 0,5 \%$)	5,6 ₇	»	0,5 ₁	9,9
E $p = 113,0 \text{ mg.}$	2	5,63	0,152($\pm 0,6 \%$)	8,5 ₆	8,09	0,4 ₇	5,8
	5	10,60	0,082 ₆ ($\pm 0,5 \%$)	8,7 ₅	»	0,6 ₈	8,2
	8	8,83	0,099 ₈ ($\pm 0,6 \%$)	8,7 ₅	»	0,7 ₀	8,7
	10	9,56	0,092 ₆ ($\pm 0,6 \%$)	8,8 ₅	»	0,7 ₈	9,4
	20	9,70	0,091 ₆ ($\pm 0,5 \%$)	8,8 ₈	»	0,7 ₉	9,8
	35	—	—	—	»	—	—
F $p = 192,7 \text{ mg.}$	2	5,63	0,258 ₁ ($\pm 0,9 \%$)	14,5 ₈	13,80	0,7 ₈	5,3
	5	10,60	0,140 ₈ ($\pm 0,7 \%$)	14,8 ₈	»	1,0 ₈	7,7
	8	8,94	0,168 ₀ ($\pm 0,8 \%$)	15,0 ₈	»	1,2 ₈	8,8
	10	9,60	0,156 ₈ ($\pm 0,7 \%$)	15,0 ₅	»	1,2 ₅	9,1
	20	8,70	0,155 ₈ ($\pm 0,7 \%$)	15,1 ₁	»	1,3 ₁	9,5
	35	24,15	0,062 ₇ ($\pm 0,5 \%$)	15,1 ₄	»	1,3 ₄	9,7

Les valeurs de ΔT portées dans ce tableau sont chacune la moyenne de 5 mesures concordantes. Les valeurs $E_{(\alpha+r)}$ de l'énergie des rayons α et de recul sont calculées pour chaque source en multipliant par le poids p mgr. de produit 318, le nombre $7,16 \cdot 10^{-3}$ cal.-gr. h^{-1} (voir § 10). Les nombres figurant dans la dernière colonne du Tableau XI expriment, pour diverses épaisseurs de Pb, les valeurs de $E\beta + xE\gamma$ en % $E_{(\alpha+r)}$. En faisant pour les différentes épaisseurs de Pb les moyennes de $E\beta + xE\gamma$ on trouve :

TABLEAU XII

Epaisseur Pb, mm.	Source	$E\beta + xE\gamma$	moyennes $E\beta + xE\gamma$
2	D	6,0 % $E_{(\alpha+r)}$	5,70 % $E_{(\alpha+r)}$ (± 5 %)
	E	5,8	
	F	5,3	
5	D	—	7,95 " (± 3 %)
	E	8,2	
	F	7,7	
8	D	9,1	8,82 " ($\pm 2,5$ %)
	E	8,7	
	F	8,8	
10	D	9,3	9,27 " ($\pm 1,8$ %)
	E	9,4	
	F	9,1	
20	D	—	9,65 " ($\pm 1,5$ %)
	E	9,8	
	F	9,5	
35	D	9,9	9,80 " ($\pm 1,0$ %)
	E	—	
	F	9,7	

Portons ces moyennes en ordonnées avec, comme abscisses respectives, les épaisseurs de plomb. Nous obtenons la courbe 1, figure 10.

En faisant l'extrapolation pour une épaisseur de Pb nulle, on trouve que la valeur de l'énergie $E\beta$ du rayonnement β de ($Ac \rightarrow AcC, C''$) représente environ 3,8 % $E_{(\alpha+r)}$.

De même, en extrapolant la courbe 1 vers les épaisseurs supérieures à 35 mm., on constate que la limite supérieure vers laquelle tend $E\beta + xE\gamma$ peut être évaluée à environ 10 % $E_{(\alpha+r)}$. On peut donc décomposer la somme $E\beta + E\gamma$ comme suit : $E\beta$ = environ 3,8 % ; $E\gamma$ = environ 6,2 % de l'énergie des rayons α et de recul.

Si l'on pose égale 100 l'énergie $E\gamma$ du rayonnement γ totalement absorbé, on peut déduire de la courbe 1, fig. 10, une courbe d'affaiblissement du rayonnement γ par filtration à travers des écrans de Pb d'épaisseurs croissantes (courbe II, fig. 10). Les points de cette seconde courbe s'obtiennent en exprimant les différences ($E\gamma - xE\gamma$) en % $E\gamma$. On a par exemple que, pour 5 mm. de Pb, l'énergie γ filtrée représente 32,5 % de l'énergie initiale.

En prenant d'autre part les Log_{10} des valeurs portées sur II, on peut tracer

la courbe III. Si l'on admet, avec M^{lle} WIBRATTE ⁽³⁵⁾, que le rayonnement γ de ($\text{Ac} \rightarrow \text{AcC}, \text{C}''$), filtré par 20 mm. Pb, se comporte comme pratiquement homogène, la courbe III donne, pour le coefficient d'absorption massique de ce rayonnement, la valeur $\mu/\rho = 0,08$.

M^{lle} M. H. WIBRATTE ⁽³⁵⁾ avait trouvé, par des mesures d'ionisation, le coefficient $\mu/\rho = 0,06$. Cependant M^{me} P. CURIE et P. SAVEL ⁽³⁶⁾ ont trouvé

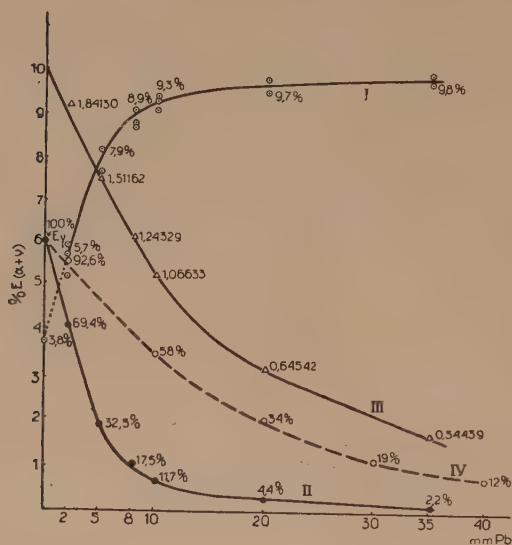


Fig. 10.

VI. — Courbe d'affaiblissement de l'énergie du Ra en équilibre (d'après ZLOTOWSKI)

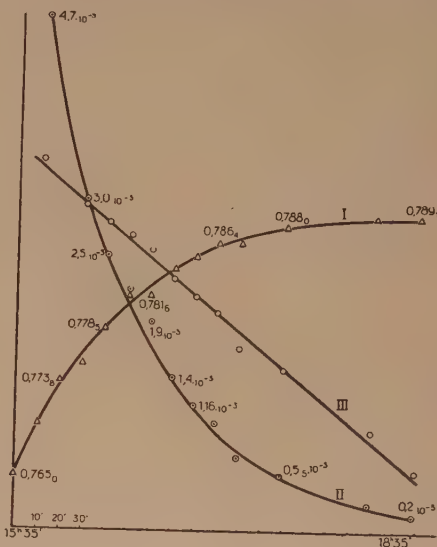


Fig. 11.

ultérieurement $\mu/\rho = 0,076$, et ajoutent qu'il n'y a aucune indication de l'existence, dans la série ($\text{Ac} \rightarrow \text{AcC}, \text{C}''$), d'un rayonnement γ plus pénétrant. Le bon accord entre ce dernier nombre et celui fourni par la courbe III indique que notre évaluation de E_γ est correcte.

IV. — DOSAGE CALORIMÉTRIQUE DES PRODUITS ACTINIFÈRES

§ 12. — On calcule facilement l'énergie $E_{(\alpha+r)}$ des rayons α et de recul de « 1 curie » ($\text{Ac} \rightarrow \text{AcC}, \text{C}''$) :

$$(5) \quad E_{(\alpha+r)} = 1,5911 \cdot 10^{-12} Z \sum W.$$

Dans cette équation, E sera exprimé en erg. sec^{-1} si W , qui représente l'énergie libérée par une désintégration de chacun des éléments RdAc , AcX , An , AcA , AcC , est exprimé en eV . On a $Z = 3,7 \cdot 10^{10}$.

Pour W, les mesures de vitesses des rayons α dans la famille de l'Ac fournissent les valeurs suivantes ⁽³⁷⁾ :

Elément	W eV
RdAc	$6,000 \cdot 10^6$
AcX	5,824
An	6,953
AcA	7,522
AcC	6,749

Cela donne $\Sigma W = 33,048 \cdot 10^6$.

Il vient

$$E_{(\alpha + \gamma)} = 1,5911 \cdot 10^{-12} \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 33,048 \cdot 10^6 = 1 \cdot 935 \cdot 292,5 \text{ erg.-sec.}^{-1},$$

ou, en transformant en cal.-g. h⁻¹, :

$$E_{(\alpha + \gamma)} = 166,5 \text{ cal.-g. h}^{-1}.$$

D'autre part nos mesures calorimétriques nous ont permis d'évaluer à environ 10 % $E_{(\alpha + \gamma)}$ l'énergie des rayons β et γ totalement absorbée. L'effet thermique total du rayonnement de » 1 curie « Ac en équilibre sera donc :

$$\Delta Q = 183,15 \text{ cal.-g. h}^{-1}.$$

Soit maintenant un poids p grammes d'un produit actinifère en équilibre radioactif, et radioactivement pur. Soit Δqx le débit de chaleur, mesuré dans des conditions bien déterminées d'absorption du rayonnement (écran sphérique en Pb, d'épaisseur x mm. déterminée). La courbe 1, figure 10, permet de calculer le débit thermique Δq correspondant à l'absorption totale. On aura directement la teneur en « curies » Ac par gramme du produit examiné :

$$(6) \quad \text{Ac} = \Delta q / p \cdot \Delta Q \text{ « curies »}.$$

La détermination de l'effet thermique constitue donc une méthode de dosage de l'Ac dans les produits actinifères, à condition qu'ils soient radioactivement purs et en équilibre.

§ 13. — La méthode usuelle de dosage est basée sur la mesure du courant d'ionisation entretenu par le rayonnement β du produit. On sait que les produits actinifères solides, tels que fluorure, hydrate ou oxyde de La, Ce, etc., sont très perméables à l'An, mais on ne peut utiliser la mesure du dégagement de ce gaz comme procédé de dosage (ainsi qu'on le fait avec le Rn pour le dosage du Ra), parce que le maniement de l'An est rendu très difficile du fait de la brièveté de sa période et surtout parce que l'étalonnage préalable qu'exige cette méthode n'a pu encore être effectué. D'autre part la mesure directe du rayonnement α est impraticable, car le grand pouvoir émanateur des produits actinifères empêche l'établissement de l'équilibre radioactif tant que le produit se trouve en « système ouvert ».

Pour mesurer le rayonnement β d'un produit actinifère on procède au laboratoire Curie de la façon suivante. On en étale une quantité bien déterminée, de l'ordre de deux décigrammes, en couche mince dans une cuvette métallique de 35 mm. de diamètre. Une lamelle de verre de 12/100 de mm. recouvre le produit ; soigneusement paraffinée sur son pourtour, elle empêche le dégagement de l'An, de sorte qu'au bout de trois heures environ l'An se trouve en équilibre radioactif avec les dérivés à vie courte de son émanation. On mesure alors le courant d'ionisation $I'\beta$.

On utilise à cet effet une chambre « à rayons pénétrants » dite chambre P : de forme cylindrique (*), elle possède une électrode axiale dont l'extrémité inférieure se trouve à 54 mm. au-dessus du fond, qui est constitué par une feuille d'Al de 20 μ , épaisseur qui n'exerce pas sur le rayonnement β d'AcC'' (qui paraît intervenir seul dans la mesure ⁽³⁸⁾) une absorption appréciable. Les mesures sont effectuées par la méthode de compensation au quartz piézoélectrique, ce qui permet d'en exprimer les résultats en unités absolues E. S. La préparation doit se trouver à une distance de 5 cm. sous le fond de la chambre P. Il n'est souvent pas possible d'exécuter les mesures à cette distance : lorsque le produit est fortement concentré en Ac le courant β entretenu à 5 cm. est trop fort pour être mesuré directement. On place alors la préparation à 40 cm. du fond de la chambre, et l'on rapporte ensuite la mesure à la distance standard. Il faut connaître pour cela le rapport $r = I_{5\text{ cm}}/I_{40\text{ cm}}$ des pouvoirs ionisants β d'une même préparation, aux deux distances. On le détermine par l'expérience, à l'aide d'étalons d'intensité telle qu'ils puissent être mesurés directement à 5 et 40 cm.

Le nombre $I'\beta$ ainsi obtenu représente le pouvoir ionisant du rayonnement β de (Ac $\rightarrow$ AcC, C'') filtré à travers 12/100 mm de verre. Pour avoir le pouvoir ionisant initial il faut donc multiplier $I'\beta$ par un facteur f convenable. L'expérience montre que pour l'épaisseur indiquée on a $f = 1,28$. Le résultat définitif de la mesure s'écrira :

$$I_{\beta(P, 5\text{ cm})} = 1,28 \cdot I'\beta.$$

Pour passer de $I\beta$ au pouvoir ionisant $I\alpha$ du rayonnement α de la préparation, qui seul permet d'atteindre la *teneur* en Ac du produit, il est nécessaire de connaître la valeur du rapport $I\alpha/I\beta$ des pouvoirs ionisants α et β d'une même préparation actinifère. M. NAHMIA ⁽³⁸⁾ ayant déterminé directement le rapport $R = 0,0037$ de l'ionisation β à l'ionisation α du dépôt actif de l'An, les 3 corps AcB, AcC, AcC'' qui le constituent étant entre eux à l'équilibre radioactif *vrai*, en a déduit le rapport $I\alpha/I'\beta = 1636$ de l'ionisation α totale de l'Ac en équilibre, à l'ionisation β de la même préparation. Si l'on tient compte que pour les lamelles de verre utilisées par cet auteur le facteur f valait 1,25, et que, d'après les constantes actuellement admises, il faut poser égal 4,94 (au lieu de 4,91) le rapport X du pouvoir ionisant α de (Ac $\rightarrow$ AcC, C'') au pouvoir ionisant α de l'AcC correspondant, le rapport $I\alpha/I'\beta$ déduit des expériences de NAHMIA prend la valeur 1707.

(*) Hauteur = 205 mm. ; diamètre = 85 mm. ; dimensions intérieures.

Le courant d'ionisation i_x entretenu dans l'angle 2π par l'utilisation du rayonnement α de « 1 curie » ($\text{Ac} \rightarrow \text{AcC}, \text{C}''$) est calculable à l'aide de l'équation :

$$(7) \quad i_x = \frac{Z}{2} \Sigma k \cdot e \text{ U. E. S.}$$

où k est le nombre de paires d'ions formés par une particule α de chacun des éléments à désintégration α de la série ; $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ U. E. S. est la charge élémentaire (étant supposé que chaque ion est porteur d'une charge unique). On a pour k les nombres suivants : ⁽³⁷⁾.

Elément	groupe de rayons	$k \cdot 10^5$	$k \cdot e \cdot 10^{-5}$	
Radioactinium	$\alpha_0^{(*)}$ $\alpha_1^{(**)}$	1,72 1,65	8,54 7,87	^(*) Les nombres indiqués se rapportent à la moyenne pondérée des composantes A, B, C de structure fine, formant le groupe le plus rapide. ^(**) Les nombres indiqués se rapportent à la moyenne pondérée des composantes H, I, J de structure fine, formant le groupe le plus lent. ^(***) Les nombres indiqués se rapportent à la composante A de structure fine, la plus rapide et la plus intense. ^(****) Les nombres indiqués se rapportent à la composante B de structure fine, plus lente et plus faible.
Actinium X	—	1,64	7,81	
Actinon	—	1,95	9,30	
Actinium A	—	2,11	10,07	
Actinium C	$\alpha_0^{(***)}$ $\alpha_1^{(****)}$	1,90 1,81	9,06 8,64	

En tenant compte que pour RdAc le rapport $\alpha_0/\alpha_1 = 1,0/0,8$, et que pour AcC il est $= 1,0/0,2$, il vient tous calculs faits :

$$\Sigma k \cdot e = 44,16 \cdot 10^{-5} \text{ U. E. S.}$$

Nous aurons donc :

$$i_x = 3,7 \cdot 10^{10} / 2 \cdot 44,16 \cdot 10^{-5} = 8025 \cdot 10^3 \text{ U. E. S.}$$

En définitive, si $I'\beta$ est l'activité β , mesurée dans les conditions décrites, d'une préparation d'Ac en équilibre radioactif, sa teneur en « curies » Ac par gramme sera donnée par la formule :

$$(8) \quad \text{Ac} = 1707 \cdot I'\beta / 8025 \cdot 10^3 \cdot p = \frac{2,1 \cdot 10^{-4}}{p} I'\beta \text{ « curies ».}$$

§ 14. — Comparons les résultats du dosage du produit 318 par les deux méthodes. Nous avons fait cette comparaison pour les sources E et F (III, § 11).

a) *Source E.* — 1. Le débit thermique par absorption totale du rayonnement ressort à $\Delta q = 8,9 \cdot 10^{-1} \text{ cal.} \cdot \text{g.} \cdot \text{h}^{-1}$. La source contient $0,113_0 \text{ gr.}$ produit 318. La teneur par gramme de ce produit est :

$$\text{Ac} = 8,9 \cdot 10^{-1} / 0,113 \cdot 483,15 = 0,04_3 \text{ « curies ».}$$

2. La mesure de l'activité β de la source a donné les résultats suivants :

Constante de la lame de quartz : 7,138 U. E. S. pour 1000 g.		
Mouvement propre de la chambre P, avant et après les mesures.....		
		zéro
Etalon	Mesuré à 5 cm.	93,9 g.-sec. ⁻¹
	Mesuré à 40 cm.	2,34 »
Rapport $r = 93,9/2,34 = 40,1$		

Source E mesurée à 40 cm : 68,5 g.-sec.⁻¹ ;

$$I'_{\beta} = 68,5 \cdot 7,138 \cdot 40,1 / 1000 = \mathbf{19,6 \text{ U. E. S.}}$$

La teneur par gramme de produit 318 ressort à :

$$\mathbf{Ac = 2,1 \cdot 10^{-4} \cdot I'_{\beta} / 0,113 = 0,03, \text{ « curie ».}}$$

b) *Source F.* — 1. Le débit thermique par absorption totale du rayonnement ressort à $\Delta q = 15,1 \cdot 10^{-1} \text{ cal.-g. h}^{-1}$. La source contient 0,192₇ g. de produit 318. La teneur par gramme de ce produit est :

$$\mathbf{Ac = 15,1 \cdot 10^{-1} / 0,1927 \cdot 183,15 = 0,04_2 \text{ « curie ».}}$$

2. La mesure de l'activité β de la source a donné les résultats suivants :

Constante de la lame de quartz : 10,0 U. E. S. pour 1000 g.		
Mouvement propre de la chambre P, avant et après les mesures.....		
		zéro
Etalon	Mesuré à 5 cm.	67,11 g.-sec. ⁻¹
	Mesuré à 40 cm.	1,67 »
Rapport $r = 67,11/1,67 = 40,2$		

Source F mesurée à 40 cm : 80,0 g.-sec.⁻¹ ;

$$I'_{\beta} = 80 \cdot 10 \cdot 40,2 / 1000 = \mathbf{32,2 \text{ U. E. S.}}$$

La teneur par gramme de produit 318 est :

$$\mathbf{Ac = 2,1 \cdot 10^{-4} \cdot I'_{\beta} / 0,1927 = 0,03_5 \text{ « curie ».}}$$

Discussion. — La moyenne des deux dosages calorimétriques du produit 318 est $Ac = 0,04_3$ curie par g. ; la moyenne des deux dosages par la mesure de l'activité β est $Ac = 0,03_6$. Nous pensons que le nombre calorimétrique comporte une précision plus grande.

Considérons la relation $Ac = \Delta q / p \cdot \Delta Q$. L'erreur sur p est négligeable ; celle sur ΔQ est de l'ordre de 0,2 % ; celle sur Δq ne dépasse pas 1 % pour des mesures correctes. L'erreur totale sur Ac ne dépasse donc pas 1,5 %.

Par contre, dans la relation $Ac = 1707 \cdot I'_{\beta} / 325 \cdot 10^3 \cdot p$, l'erreur sur I'_{β} est au minimum 1 % ; quant à l'erreur sur le rapport I_{α} / I_{β} elle est, selon NAHMIA (loc. cit.), de l'ordre de 5 %. L'erreur sur Ac est donc ici de l'ordre de 6 % au minimum.

D'après les mesures que nous avons effectuées, le pouvoir ionisant β par gramme de produit 318 est $I'_{\beta(P, 5 \text{ cm.})} = 170,3 \text{ U. E. S.}$ D'autre part, d'après nos mesures calorimétriques, la teneur en Ac du produit est 0,04₃ « curie » par gramme. Nous avons calculé que le courant d'ionisation de 1 « curie » Ac en équilibre est $i_{\alpha} = 8025 \cdot 10^3 \text{ U. E. S.}$ Le courant d'ionisation I_{α} de 1 g. de produit

318 sera donc $I_\alpha = 0,04_3 \cdot 8025 \cdot 10^3 = 345,1 \cdot 10^3$ U. E. S. D'où résulte pour le rapport I_α/I'_β la valeur 2027.

Considérons maintenant le rapport de l'activité α de toute la série (Ac $\rightarrow$ AcC, C') et de l'activité α de l'AcC qui y est contenu. Ce rapport est égal à celui de la somme des nombres de paires d'ions produits par les 5 groupes de rayons α et du nombre de paires produits par les rayons α de l'AcC seul. Ce rapport est égal à 4,94. On aura par conséquent

$$I_\alpha(\text{AcC})/I'_\beta = 2042/4,94 = 410.$$

Tenant compte enfin qu'entre le pouvoir ionisant réel de l'AcC'', I_β , et son pouvoir ionisant à travers 12/100 mm. verre I'_β , il subsiste la relation $I_\beta = 1,28 \cdot I'_\beta$, on pourra écrire :

$$(9) \quad I_\alpha(\text{AcC})/I_{\beta(\text{AcC}'')} = 320,$$

relation qui exprime le rapport du courant d'ionisation α du dépôt actif de l'An à son courant d'ionisation β , mesuré à la distance de 5 cm. Nous utiliserons cette relation dans le chapitre suivant.

V. — EFFET THERMIQUE DU RAYONNEMENT DU DÉPÔT ACTIF DE L'ACTINON

§ 15. Rappelons brièvement que si l'on expose un objet quelconque, par exemple une lame métallique, dans une atmosphère d'Actinon de concentration constante, cette lame est *activée* et son activité augmente jusqu'à un maximum (activité saturée), atteint en 3 heures environ. L'activité est due aux dérivés à vie courte : AcA, AcB, AcC, C', AcC''. Quand on soustrait la matière activée au contact de l'émanation, l'AcA se détruit immédiatement et le dépôt actif, composé des éléments AcB-AcC, C'-AcC'', évolue au bout d'un certain temps (50 minutes environ) d'après la période la plus longue, qui est celle de l'AcB.

La série AcB-AcC, C'-AcC'' comporte un émetteur de rayons α (AcC) et deux émetteurs de rayons β primaires (AcB, AcC''), les seuls de la série (Ac $\rightarrow$ AcC, C'') tout entière, si l'on néglige le très faible rayonnement de Ac.

Nous nous sommes proposé de déterminer, par une méthode analogue à celle déjà décrite (III, § 10), le rapport de l'effet thermique des rayons β à celui des rayons α , pour la série (AcB $\rightarrow$ AcC'').

Un disque d'Al de 40 μ d'épaisseur et 24 mm. de diamètre est activé en son centre, sur une petite surface de 3 mm. de diamètre, jusqu'à saturation. L'activation est faite dans l'émanation du produit 318.

Aussitôt après la fin de l'activation, on mesure, à la chambre P et pour une distance de 5 cm., l'activité I_{β_0} de la source au temps initial t_0 , pour lequel on peut admettre que les 3 corps AcB, AcC, AcC'' se trouvent à l'équilibre vrai. En d'autre terme, le nombre d'atomes se détruisant par seconde est, au temps t_0 ,

le même pour chaque élément. Ce nombre initial peut être calculé de la façon suivante. La relation $(9) -I\alpha_0(\text{AcC})/I\beta_0(\text{AcC}'') = 320$ donne l'activité α de la source au temps t_0 . Mais cette activité est donnée d'autre part par l'équation $I\alpha_0 = z_0 \cdot k \cdot e/2$ où z_0 est le nombre d'atomes d'AcC détruits par seconde à t_0 et k est le nombre de paires d'ions formés dans l'air par une particule α de cet élément. D'où

$$z_0 = 2I\alpha_0/k \cdot e.$$

Le tableau p. 44 donne pour AcC : $k \cdot e = 8,99 \cdot 10^{-5}$. On aura donc

$$z_0 = 2 \cdot 10^5 I\alpha_0 / 8,99,$$

qui est le nombre d'atomes d'AcB, AcC et AcC'' détruits par sec. à t_0 .

Le disque activé est recouvert d'une coquille hémisphérique en Al, de 1 mm. de paroi et 22 mm. de diamètre. Le cercle de contact est scellé à la paraffine (fig. 9a).

Dans ce système les rayons α et de recul émis dans l'angle 4π sont totalement absorbés. Les rayons β sont absorbés dans l'angle 2π seulement. Une certaine fraction $x/2$ de l'énergie du rayonnement γ est elle aussi arrêtée. Le débit thermique, qui représente l'énergie absorbée, s'écrira :

$$(10) \quad \Delta q = E_{(\alpha+r)\text{AcC}} + 1/2 E_{\beta(\text{AcB} + \text{AcC}'')} + x/2 E_{\gamma},$$

où $E_{(\alpha+r)\text{AcC}}$ représente l'énergie des rayons α et de recul de AcC, $E_{\beta(\text{AcB} + \text{AcC}'')}$ l'énergie des rayons β primaires de (AcB + AcC'') et E_{γ} , l'énergie du rayonnement γ et β secondaire, associés aux rayons α et β primaires.

On procède aux mesures calorimétriques de la façon suivante. Soit t_i le moment initial des mesures (30 à 50 min. après t_0) et T_i la température initiale : on suit, par des déterminations à intervalles réguliers et rapprochés, l'accroissement de la température du corps C, jusqu'à ce que cet accroissement devienne pratiquement nul. Soit T_f la température finale, au moment t_f (environ 3 heures après t_i). On obtient ainsi une courbe $T = f(t)$.

Ce diagramme permet de calculer les valeurs de ΔT correspondantes et de tracer la courbe de variation de ΔT en fonction du temps. Si les mesures ont été correctes, la décroissance de l'effet thermique de la préparation doit suivre au bout d'un certain temps (environ 50 min.) après la fin de l'activation, la loi de décroissance de AcB. On peut s'en assurer en traçant la courbe $\text{Log}_{10} \Delta T$. Cette courbe doit donner pour la période de AcB une valeur voisine de 36,0 min.

A partir de t_0 , moment pour lequel on connaît le nombre z_0 d'atomes de chaque espèce détruits par sec., et en se servant d'une table de désactivation du dépôt actif de l'actinon ⁽³⁹⁾ on peut calculer les nombres moyens d'atomes de chaque espèce détruits par sec., pour un intervalle de temps quelconque après t_i .

Soit N_{AcC} le nombre moyen d'atomes d'AcC détruits par seconde dans l'intervalle de temps Δt ; soit $\Delta q = K \cdot \Delta T$ cal.-g.-sec.⁻¹ le débit thermique moyen par seconde de la source, dans le même intervalle. L'énergie d'une désintégration α d'AcC étant connue, on calcule le débit thermique des rayons émis par cet

élément, soit $\Delta q' = 2,57 \cdot 10^{-13} \cdot N_{Ac} \text{ cal.-g. sec.}^{-1}$. La différence $\Delta q'' = \Delta q - \Delta q'$ représentera l'effet thermique imputable à la moitié des rayons β de AcB + AcC'', plus la fraction γ , absorbés dans le corps calorimétrique.

L'énergie moyenne des rayons β de AcC'' a été déterminée récemment par M. LECOIN ⁽⁴⁰⁾ : $\bar{e}_{\beta(AcC'')} = 4,7 \cdot 10^5 \text{ eV}$. Soit $N_{AcC''}$ le nombre moyen d'atomes d'AcC'' détruits par sec. dans l'intervalle de temps Δt . L'énergie du rayonnement de cet élément sera égale à $4,7 \cdot 10^5 \cdot N_{AcC''} \text{ eV}$, soit un nombre $\Delta q_{AcC''} \text{ cal.-g. sec.}^{-1}$.

La différence $\Delta q''' = (2\Delta q'' - \Delta q_{AcC''})$ représentera l'énergie moyenne, par sec. dans l'intervalle Δt , des rayons β de AcB plus la fraction d'énergie γ absorbée dans 1 mm. d'Al.

Nous considérerons cette fraction comme négligeable. Soit alors N_{AcB} le nombre connu d'atomes d'AcB détruits par sec. dans l'intervalle Δt . En faisant le rapport $\Delta q'''/N_{AcB}$, nous déterminerons une *valeur moyenne* $\bar{e}_{\beta(AcB)}$ de l'énergie des électrons de désintégration de AcB.

Nous avons appliqué la méthode ci-dessus à trois préparations de dépôt actif d'An, que nous dénommerons Sources, I, II, III. Les résultats ainsi obtenus sont exposés au § suivant.

§ 16. **Résultats numériques.** — a) *Source I.* Durée d'activation : 3 heures. Activité $I\beta_0(P, 5 \text{ cm.}) \cdot \cdot \cdot 3,0 \text{ U. E. S. à } t_0 = 15 \text{ heures } 5 \text{ min.}$

Les mesures calorimétriques commencent à $t_i = 15 \text{ heures } 35 \text{ minutes}$ (30 min. après t_0). $T_i = 0,765_0^{\circ}C$, $T_f = 0,789_1^{\circ}C$, à $t_f = 18 \text{ heures } 35 \text{ min.}$ Accroissement total de la température : $\Delta T = 0,024_2^{\circ}C$, en 3 heures. Capacité calorifique du corps calorimétrique : $K = 0,44 \text{ calg.}$

Débit thermique total en 3 heures : $\Delta Q = 10,65 \cdot 10^{-3} \text{ cal.-g.}$

La courbe I, figure 11, page 28, retrace la variation de $T = f(t)$.

La courbe II, figure 11, donne la variation de ΔT par intervalles de 10 min. à partir de t_i . La courbe III donne $\text{Log}_{10} \Delta T$.

Le calcul de la période d'AcB d'après les valeurs de ΔT , à l'aide des équations : $\text{Log } \Delta T_1 - \text{Log } \Delta T_2 = 0,4343 \cdot \lambda \cdot t$; $T = 0,6932/\lambda$, donne les résultats suivants :

TABLEAU XIII

Accroissements moyens de température en 10 minutes		Différence des Log ΔT	$t \text{ min.}$	$\lambda \text{ min.}^{-1}$
ΔT_1	ΔT_2			
$3,0 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,07918	10	$1,8 \cdot 10^{-2}$
2,5	1,4	0,25183	30	1,9
1,4	1,1 ₆	0,07167	10	1,7

La moyenne est $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ min.}^{-1}$ ce qui donne $T_{AcB} = 38,5 \text{ min.}$

On a $I_{\alpha_0} = 320 \cdot I_{\beta_0} = 960$ U. E. S. Alors $z_0 = 1920 \cdot 10^5 / 8,99 = 21,5 \cdot 10^6$.
Le tableau XIV réunit les calculs portant sur la détermination de $\bar{e}_{\beta(\text{AcB})}$, conformément aux indications données au § 15.

TABLEAU XIV

$\Delta t = 10$ min entre la n° et la ($n + 10$) ^e min. après t_0	Nombres d'atomes détruits par sec. dans le temps Δt			ΔT sec. ⁻¹ 10^{-6}	$\Delta q = K \cdot \Delta T$ cal.-g. sec. ⁻¹ 10^{-7}	$\Delta q'$ cal.-g. sec. ⁻¹ 10^{-7}	$\Delta q''(\text{AcB} + \text{C}') \text{ sec.}^{-1}$		Energie moyenne d'un électron de AcB : $\bar{e}_{\beta(\text{AcB})}$ 10^5 eV
	N_{AcB} 10^6	N_{AcC} 10^6	$N_{\text{AcC}'}$ 10^6				cal.-g. 10^{-7}	eV 10^{12}	
$n = 30$	11,10	11,82	13,55	7,9	34,7	32,6	4,2	11,1	4,3
$n = 50$	7,57	8,05	9,26	5,0	22,0	20,7	2,6	6,8	3,2
$n = 60$	6,25	6,65	7,64	4,1	18,0	17,0	2,0	5,3	2,6
$n = 90$	3,51	3,68	4,30	2,3	10,1	9,5	1,2	3,2	3,4
$n = 100$	2,91	3,03	3,59	1,9	8,4	7,8	1,2	3,2	5,1

Moyenne :

$$\bar{e}_{\beta(\text{AcB})} = 3,74 \cdot 10^5 \text{ eV.}$$

b) Source II. Durée d'activation : 4 heures.

Activité $I_{\beta_0}(\text{P}, 5 \text{ cm}) \dots\dots 3,28$ U. E. S. à $t_0 = 14$ heures 30 min.

Les mesures calorimétriques commencent à $t_i = 15$ heures 13 minutes (43 min. après t_0). $T_i = 0,182_8^{\circ}\text{C}$. ; $T_f = 0,200_6^{\circ}\text{C}$, à $t_f = 17$ heures 56 m.

Accroissement total de la température : $\Delta T = 0,017_9^{\circ}\text{C}$, en 2 heures 40 minutes.

Capacité calorifique du corps calorimétrique : $K = 0,482_5$ cal.-g.

Débit thermique total en 2 heures 40 minutes : $\Delta Q = 8,64 \cdot 10^{-3}$ cal.-g.

La courbe I, figure 12, page 37, retrace la variation de $T = f(t)$. La courbe II, celle de ΔT par intervalles de 10 minutes à partir de t_i . La courbe III est celle de $\text{Log } \Delta T$. Le calcul de la période de AcB donne les résultats suivants.

TABLEAU XV

Accroissements moyens de température en 10 minutes		Différence des Log ΔT	t min.	λ min. ⁻¹
ΔT_1	ΔT_2			
$3,1 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	0,07639	10	$1,8 \cdot 10^{-2}$
2,6	2,1	0,09275	10	2,1
2,1	1,7	0,09177	10	2,1
1,7	0,4	0,62839	70	2,1

La moyenne est $\lambda = 2,0 \cdot 10^{-2} \text{ min.}^{-1}$ ce qui donne $T_{\text{AcB}} = 34,7 \text{ min.}$

On a

$$I_{\alpha_0} = 320 \cdot I_{\beta_0} = 1050 \text{ U. E. S.}, \quad \text{et} \quad z_0 = 2100 \cdot 10^5 / 8,99 = 23,5 \cdot 10^6.$$

Le tableau XVI réunit les calculs pour la détermination de $\bar{e}_{\beta(\text{AcB})}$:

TABLEAU XVI

$\Delta t = 10$ min. entre la n^{e} et la ($n + 10$) ^e min. après t_0	Nombres d'atomes détruits par sec. dans le temps Δt			ΔT sec. ⁻¹ 10^{-6}	$\Delta q = K \cdot \Delta T$ cal.-g. sec. ⁻¹ 10^{-7}	$\Delta q'$ cal.-g. sec. ⁻¹ 10^{-7}	$\Delta q''(\text{AcB} + \text{C}'') \text{ sec.}^{-1}$		Energie moyenne d'un électron d'AcB $\bar{e}_{\beta(\text{AcB})}$ 10^5 eV
	N_{AcB} 10^6	N_{AcC} 10^6	$N_{\text{AcC}''}$ 10^6				cal.-g. 10^{-7}	eV 10^{12}	
$n = 48$	8,59	9,14	10,53	5,2	25,0	23,5	3,0	7,9	3,4
$n = 58$	7,09	7,55	8,69	4,3	20,7	19,4	2,6	6,7	3,5
$n = 68$	5,87	6,25	7,17	3,5	16,9	16,0	1,8	5,7	2,3
$n = 78$	4,89	5,16	5,94	2,9	14,0	13,2	1,6	4,2	2,8
$n = 88$	4,02	4,20	4,90	2,4	11,6	10,8	1,6	4,2	4,7
$n = 108$	2,75	2,88	3,36	1,7	7,9	7,4	1,0	2,7	4,0
$n = 118$	2,27	2,24	2,76	0,8	6,6	6,2	0,8	2,1	3,5

On trouve en moyenne :

$$\bar{e}_{\beta(\text{AcB})} = 3,4 \cdot 10^5 \text{ eV.}$$

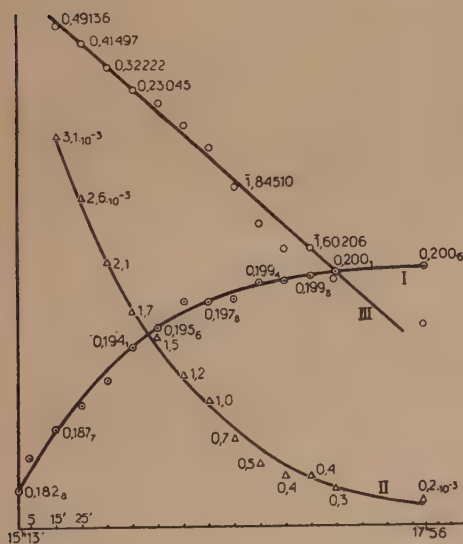


Fig. 12.

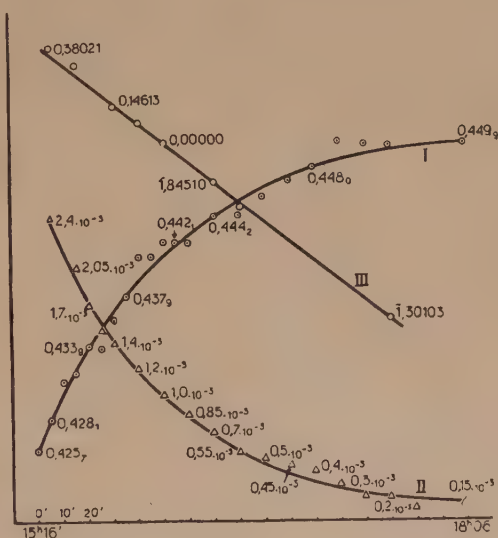


Fig. 13.

e) Source III. — Durée d'activation : 4 heures 20 min.

Activité $I_{\beta_0}(\text{P}, 5 \text{ cm}) \dots\dots 3,4 \text{ U. E. S. à } t_0 = 14 \text{ heures } 38 \text{ min.}$

Les mesures calorimétriques commencent à $t_i = 15 \text{ heures } 16 \text{ min. (38 min. après } t_0)$. $T_i = 0,425^\circ \text{C.}$; $T_f = 0,449^\circ \text{C. à } t_f = 18 \text{ heures } 6 \text{ min.}$

Accroissement total de la température : $T = 0,024^\circ \text{C en } 2 \text{ heures } 50 \text{ min.}$

Capacité calorifique du corps calorimétrique : $K = 0,415 \text{ cal.-g.}$

La figure 13 donne : courbe I, $T = f(t)$; courbe II, variation de ΔT par intervalles de temps de 5 min. ; courbe III, $\text{Log } \Delta T$.

Calcul de la période d'AcB :

TABEAU XVII

Accroissements moyens de température en 5 minutes		Différence des Log ΔT	t min.	λ min. ⁻¹
ΔT_1	ΔT_2			
$2,0_5 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0,16562	15	$2,5 \cdot 10^{-2}$
1,4	1,2	0,06695	10	1,5
1,2	1,0	0,07918	10	1,8
1,0	0,7	0,15490	20	1,8
0,7	0,5 ₅	0,10474	10	2,4

Moyenne : $\lambda = 2,0 \cdot 10^{-2} \text{ min}^{-1}$; il vient $T_{\text{AcB}} = 34,6 \text{ min.}$

On a $I_{\alpha_0} = 320 \cdot I_{\beta_0} = 1088 \text{ U. E. S.}$, et $z_0 = 2176 \cdot 10^5 / 8,99 = 24,4 \cdot 10^6$.

Le tableau XVIII réunit les calculs pour la détermination de $\bar{e}_{\beta(\text{AcB})}$:

TABEAU XVIII

$\Delta t = 5 \text{ min.}$ entre la n^{e} et la $(n + 5)^{\text{e}}$ min. après t_0	Nombres d'atomes détruits par sec. dans le temps Δt			$\Delta T \text{ sec.}^{-1}$ 10^{-6}	$\Delta q = K \cdot \Delta T$ cal.-g. sec. ⁻¹ 10^{-7}	$\Delta q' \text{ cal.-g.}$ sec. ⁻¹ 10^{-7}	$Aq''(\text{AcB} + C'') \text{ sec.}^{-1}$		Energie moyenne d'un électron d'AcB $\bar{e}_{\beta(\text{AcB})}$ 10^5 eV
	N_{AcB} 10^6	N_{AcC} 10^6	$N_{\text{AcC''}}$ 10^6				cal.-g. 10^{-7}	eV 10^{12}	
$n = 38$	11,36	12,00	13,78	8,0	33,2	30,8	4,8	12,6	5,4
$n = 48$	9,30	9,90	11,38	6,5	27,0	25,4	3,2	8,4	3,3
$n = 63$	6,98	7,43	8,54	4,9	20,2	19,1	2,2	5,8	2,6
$n = 73$	5,78	6,15	7,05	3,1	17,0	15,8	2,4	6,3	5,1
$n = 83$	4,77	5,07	5,81	3,3	13,7	13,0	1,4	3,7	2,1
$n = 93$	3,90	4,10	4,80	2,7	18,2	10,5	1,4	3,7	3,6
$n = 103$	3,26	3,35	4,00	2,2	9,1	8,6	1,0	2,6	2,5
$n = 113$	2,70	2,85	3,30	1,9	7,9	7,3	1,2	3,1	5,5

On trouve en moyenne $\bar{e}_{\beta(\text{AcB})} = 3,8 \cdot 10^5 \text{ eV}$.

§ 17. — L'ensemble des résultats obtenus pour l'effet thermique du dépôt actif de l'An est présenté dans le Tableau XIX.

Ainsi qu'il a déjà été dit, nous avons négligé, dans les calculs qui conduisent à la valeur $3,7 \cdot 10^5 \text{ eV} (\pm 5 \%)$ pour l'énergie moyenne de l'électron de désintégration de AcB, l'énergie du rayonnement γ absorbé dans 1 mm. Al. Or M. LECOIN a trouvé ⁽⁴¹⁾ par l'étude du spectre continu β de AcB à l'aide de l'appareil Wilson, la valeur $3,6 \cdot 10^5 \text{ eV}$ pour l'énergie moyenne de ce rayonnement. La

concordance de ces deux nombres, obtenus par des méthodes toutes différentes, montre qu'effectivement l'énergie γ absorbée dans 1 mm. Al est inférieure à l'erreur expérimentale qui affecte le nombre $3,7 \cdot 10^5$.

TABLEAU XIX

Source n°	Période T_{AcB}	Energie des rayons β de $(AcB + AcC'')$ exprimée en		Energie moyenne d'un électron d'AcB $e_{\beta}(AcB)$
		$\%E_{(\alpha+r)AcC}$	$\%E_{(\alpha+r)(Ac \rightarrow AcC, C')}$	
I	38,5 min.	13,3	2,7	$3,7 \cdot 10^5$
II	34,7	13,0	2,6	3,5
III	34,6	13,4	2,7	3,8
moyennes	35,9 min.	13,2	2,7	$3,7 \cdot 10^5$ eV ($\pm 5\%$)

Nous avons trouvé (III, § 11) que l'énergie du rayonnement β de $(Ac \rightarrow AcC, C'')$ représente 3,8 % de l'énergie $(\alpha + r)$ de la série. Nous trouvons maintenant que l'énergie du rayonnement β (primaire) de $AcB + AcC''$ vaut 2,7 % de la même énergie $(\alpha + r)$. Il convient d'attribuer la différence, soit 1,1 % $E_{(\alpha+r)}$, aux rayons β secondaires émis par les divers éléments de la série et, pour une faible part, aux rayons β primaires émis par Ac lui-même. Quant à l'énergie émise sous forme de photons elle représente (III, § 11) 6,2 % de l'énergie $(\alpha + r)$ de la série.

Si l'on pose égale 100 l'énergie totale du rayonnement de $(Ac \rightarrow AcC, C'')$ on aboutit à la répartition suivante de cette énergie entre les différentes sortes de rayons :

Energie $E_{(\alpha+r)}$ des rayons α et de recul	91,0 %
» E_{β} » β	3,4 %
» E_{γ} » γ	5,6 %
	100,0 %

Si l'on admet que l'émission du rayonnement γ est liée à l'excitation des noyaux consécutive au départ des particules α moins rapides, un calcul très approximatif basé sur les données de la structure fine dans la famille de l'Actinium (⁴²) permet d'évaluer à environ 1,5 % de l'énergie totale du rayonnement l'énergie γ émise d'après ce mécanisme. La grande importance de la structure fine α dans la série $(Ac \rightarrow AcC, C'')$ rendrait donc compte d'environ 25 % de l'énergie γ effectivement émise.

Considérons la série $(Io \rightarrow Ra \rightarrow RaC, C')$ homologue de $(RdAc \rightarrow AcC, C'')$. (On néglige Ac, dont le rayonnement β est très peu important).

La quantité de Io en équilibre avec 1 g. $(Ra \rightarrow RaC, C')$ débite par heure (⁴) 186,2 cal.-g. La part des rayons β primaires et secondaires est ici 6,3 cal.-g.h⁻¹,

celle du rayonnement γ est $9,1 \text{ cal. g. h}^{-1} (^{21})$. La répartition d'énergie sera donc :

Energie $E_{(\alpha + r)}$ des rayons α et de recul	91,8 %
» E_{β} » β	3,3 %
» E_{γ} » γ	4,9 %
	100,0 %

La répartition d'énergie dans les deux séries homologues apparaît ainsi comme très analogue, sinon identique.

Remarque. — La courbe IV (fig. 10, page 28) donne l'affaiblissement de l'énergie γ du Ra en équilibre, d'après les mesures calorimétriques de I. ZLOTOWSKI ⁽²¹⁾. En la comparant avec la courbe II (affaiblissement de l'énergie γ de Ac en équilibre), on constate que le rapport des énergies γ *non absorbées* $\frac{\Gamma_{\text{Ra}}}{\Gamma_{\text{Ac}}}$ augmente en fonction de l'épaisseur de Pb traversée, jusqu'à un maximum correspondant à environ 3 cm. Pb.

Pour 1 cm. Pb, le rapport $\frac{\Gamma_{\text{Ra}}}{\Gamma_{\text{Ac}}}$ est égal à environ 6, ce qui correspond au fait que l'ionisation γ d'une préparation de Ra en équilibre, mesurée à travers 1 cm. Pb est environ 6 fois plus forte que l'ionisation γ produite dans les mêmes conditions par une préparation d'actinium en équilibre, équivalente au point de vue de l'activité α .

CONCLUSIONS

Nous pouvons résumer comme suit les résultats auxquels nous ont conduit nos recherches sur l'effet thermique du rayonnement de quelques corps radio-actifs :

A. Polonium.

1. L'effet thermique des rayons α et de recul est égal à $20,25 \cdot 10^{-6}$ cal.-g. h⁻¹ pour la quantité de Po qui entretient dans l'angle 2π un courant de saturation égal à 1 U. E. S.

2. Le nombre de paires d'ions produits dans l'air à pression normale par une particule α de Po complètement utilisée est $k = 1,5_3 \cdot 10^5$.

3. Le nombre k permet de calculer le nombre Z de désintégrations par seconde dans 1 Curie Po. On trouve $Z = 3,6_7 \cdot 10^{10}$ en très bon accord avec le résultat de R. GRÉGOIRE ($3,68 \cdot 10^{10}$).

4. On trouve pour la période du Po la valeur

$$T = 139,6 \text{ jours } (\pm 1,0 \%).$$

B. Famille de l'Actinium.

1. Si l'on pose égale 100 l'énergie totale du rayonnement de la série (Ac $\rightarrow$ AcC, C'') on trouve que cette énergie est répartie entre les divers rayonnements de la façon suivante :

Energie des rayons α et de recul	91,0 %
» » β	3,4 %
» » γ	5,6 %
	100,0 %

Cette répartition d'énergie apparaît analogue à celle trouvée dans la série homologue (Io $\rightarrow$ RaC, C').

2. En admettant que l'énergie moyenne d'un électron de désintégration de AcC'' est $4,7 \cdot 10^5$ eV (M. LECOIN), nous trouvons pour l'énergie moyenne d'un électron de désintégration de AcB la valeur $3,7 \cdot 10^5$ eV.

3. Le rayonnement γ de (Ac $\rightarrow$ AcC, C''), filtré à travers 20 mm. Pb, étant considéré comme pratiquement homogène, nous trouvons un coefficient d'absorption massique $\mu/\rho = 0,08$.

4. Nous trouvons pour la période de AcB la valeur $T = 35,9$ min., en très bon accord avec le nombre 36,0 min. usuel.

5. En convenant d'appeler « curie » la quantité de Ac pour laquelle le nombre de désintégrations par seconde est $Z = 3,7 \cdot 10^{10}$, on trouve que l'effet thermique de 1 curie ($\text{Ac} \rightarrow \text{AcC}, \text{C}''$) est $183,15 \text{ cal.-g.h}^{-1} (\pm 0,2 \%)$, étant supposé que le rayonnement est intégralement absorbé.

6. Ce résultat permet d'établir une méthode calorimétrique de dosage du l'Ac dans les produits actinifères, méthode dont les résultats sont plus précis que ceux fournis par la mesure de l'ionisation.

La comparaison de l'effet thermique et de l'ionisation β d'un même produit actinifère nous conduit à établir les rapports suivants :

$$I_{\alpha}/I'_{\beta} = 2027 \quad \text{et} \quad I_{\alpha(\text{AcC})}/I_{\beta} = 320.$$

I_{α} est le courant d'ionisation α de ($\text{Ac} \rightarrow \text{AcC}, \text{C}''$) ; I'_{β} est le courant d'ionisation β mesuré à la distance de 5 cm. à travers 12/100 mm. verre ; $I_{\alpha(\text{AcC})}$ est le courant d'ionisation α d'une préparation de dépôt actif de l'actinon ; I_{β} est le courant d'ionisation β de la même préparation, mesuré à la distance de 5 cm.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) E. LANGE et A. MISCENKO, *Z. f. Phys. Chem., A.*, **148** (1930), 161.
- (2) C. RUNGE et J. PRECHT, *Berlin. Ber.*, **38** (1903), 783.
- (3) D. K. YOVANOVITCH, *C. R.*, **179** (1924), 163.
- (4) K. ÅNGSTRÖM, *Phys. Zs.* **6** (1905), 685. — H. L. CALLENDAR, *Proc. Soc.*, **23** (1910), 1.
- (5) E. v. SCHWEIDLER et V.-F. HESS, *Wien. Ber.*, **117** (1908), 897.
- (6) E. RUTHERFORD et H. ROBINSON, *Wien. Ber.*, **12** (1912), 491. — *Phil. Mag.* (6), **25** (1913), 312.
- (7) E. RUTHERFORD et H.-T. BARNES, *Phil. Mag.* (6), **7** (1904), 202.
- (8) W. DUANE, *C. R.*, **148** (1909), 1448.
- (9) L. WERTENSTEIN, *Compt. rend. Soc. Sc.*, Varsovie, **6** (1917).
- (10) M^{me} P. CURIE, *Radioactivité*, éd. 1935, p. 352.
- (11) LINDNER, *Phys. Zs.*, **3** (1903), 237.
- (12) W. SWIETOSŁAWSKI, A. SMZACZYŃSKI, I. ZŁOTOWSKI, J. SALCEWICZ, J. USAKEWICZ, *Rocz. Chem.*, **14** (1934), p. 250-258.
- (13) P. CURIE et J. DEWAR, *J. Chim. Phys.*, **1** (1903), 409.
- (14) TH.-W. RICHARDS, *Zs. f. Phys. Chem.*, **52** (1905), 551-568.
- (15) E. LANGE et collaborateurs, *Z. f. Phys. Chem.*, **116** (1925), 161-214 ; **121** (1926), 361 ; **133** (1928), 133 ; **142** (1929), 351 ; **148** (1930), 161 ; **149** (1930), 51.
- (16) W. SWIETOSŁAWSKI, *J. of Am. Chem. Soc.*, **43** (1921), 875.
- (17) W. SWIETOSŁAWSKI et A. DORABIAŁSKA, *Rocz. Chem.*, **7** (1927), 9. — *C. R.*, **185** (1927), 763 ; *Bull. Ac. Pol.*, **A** (1931), 322-330 et 336-338.
- (18) A. DORABIAŁSKA, *Bull. Ac. Pol.*, **A** (1929), 487. — W. SWIETOSŁAWSKI, M. RIBICKA, W. SOŁODKOWSKA, *Bull. Ac. Pol. A*, **4-5** (1931), 322-335. — W. SWIETOSŁAWSKI, *Ann. de Chim.*, **16** (1931), 251 ; *Bull. Ac. Pol. A* (1934), 80. — W. SWIETOSŁAWSKI, I. ZŁOTOWSKI, *C. R.* **200** (1935), 660. — W. SWIETOSŁAWSKI, *Rocz. Chem.*, **14** (1934), 185-188.
- (19) A. KUHN, *Chem. Z.*, **62** (1926), 437. — Dr DISCH, *Z. f. Angew. Chem.*, **26** (1913), 279.
- (20) W. SWIETOSŁAWSKI, *Bull. Ac. Pol. A*, **4-5** (1931), 324.
- (21) I. ZŁOTOWSKI, *J. Phys. et Rad.*, **6** (1935), 242-252.
- (22) M^{lle} C. CHAMIÉ, MM. CAILLIET et G. FOURNIER, *Tables relatives à la décroissance et à l'accumulation du Radon*, Gauthiers-Villars, Paris, 1930.
- (23) I. CURIE et C. CHAMIÉ, *J. Phys. et Rad.*, **5** (1924), 238.
- (24) S. ROSENBLUM, *C. R.*, **195** (1932), 317. — S. ROSENBLUM et G. DUPOUX, *J. Phys.*, **4** (1933), 262. — G.-H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc. London, A*, **118** (1928), 549 ; **A**, **143** (1934), 604. — G. MANO, *Ann. Phys.*, **1** (1934), 504.
- (25) M^{me} P. CURIE et D.-K. YOVANOVITCH, *J. Phys. et Rad.*, **6** (1925), 34.
- (26) Th. KAUTZ, *Mitt. Inst. f. Radiumforsch.*, **183** (1928).
- (27) A. DORABIAŁSKA, *C. R.*, **189** (1929), 988. — *Rocz. Chem.*, **10** (1930), 304.
- (28) M^{me} P. CURIE, *J. Phys.*, **30** (1933), 513-528.
- (29) I. CURIE, F. JOLIOT, *J. Chim. Phys.*, **28** (1931), 201-205.
- (30) St. MEYER et E. v. SCHWEIDLER, *Wien. Ber.*, **114** (1905), 389.
- (31) J. W. WATERS, *Phil. Mag.*, **19** (1910), 905.

- (32) M^{me} P. CURIE, *J. Phys. et Rad.*, **1** (1920), 12.
(33) TCHENG-DA-TCHANG, *Thèse*, Paris, 1933, p. 9 et suiv. — M^{me} P. CURIE, *Radioactivité*, éd. 1935, p. 445.
(34) A. V. GROSSE, *Phys. Rev.* **42** (1932), 565. — Marcus FRANCIS et TCHENG-DA-TCHANG, *C. R.*, **198** (1934), 733.
(35) M. H. WIBRATTE, *Dipl. Et. Sup.*, Paris, 1933.
(36) M^{me} P. CURIE et P. SABEL, *J. Phys. et Rad.*, **4** (1933), 457-458.
(37) M^{me} P. CURIE, *Radioactivité*, éd. 1935, p. 533.
(38) M. NAHMIA, *J. Chim. Phys.*, **26** (1929), p. 319-326.
(39) M^{me} P. CURIE, *loc. cit.*, p. 553, tableau n° 15.
(40) M. LECOIN, *C. R.*, **200** (1935), p. 1931.
(41) M. LECOIN, *C. R.*, **202** (1936), 1057.
(42) M^{me} P. CURIE et S. ROSENBLUM, *C. R.*, **196** (1935), p. 1598.
(43) St. MEYER et E. V. SCHWEIDLER, *Radioaktivität*, éd. 1927, p. 229. — M^{me} P. CURIE. *Radioactivité* éd. 1935, p. 355.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

SYNTHÈSE DE RADIOÉLÉMENTS
PAR PARTICULES ACCELÉRÉES

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 20 Mai 1936.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
C. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

S. CHARLÉTY.

SAINT-AMAND (CHER). — IMPRIMERIE R. BUSSIÈRE. — 15-6-1936.
